



# Recherche de particules supersymétriques dans l'expérience L3 à LEP2 au CERN

Borhan Tellili

## ► To cite this version:

Borhan Tellili. Recherche de particules supersymétriques dans l'expérience L3 à LEP2 au CERN. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2001. Français. NNT: . tel-00003514

**HAL Id: tel-00003514**

**<https://theses.hal.science/tel-00003514>**

Submitted on 9 Oct 2003

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# **Thèse**

présentée

devant l'Université Claude Bernard Lyon I  
en cotutelle avec  
l'Université Tunis II

pour l'obtention du  
**DIPLOME DE DOCTORAT**  
Spécialité : Physique des Particules

présentée par  
**Borhan TELLILI**

## **Recherche de particules supersymétriques dans l'expérience L3 à LEP 2 au CERN**

20 Décembre 2001

devant le jury composé de

<b>Président du Jury :</b>	<b>M. A. DEANDREA</b>	
<b>Examineurs :</b>	<b>M. R. BENNACEUR</b>	
	<b>M. Y. DECLAIS</b>	
	<b>M. L. GHEDIRA</b>	
	<b>M. H. EL MAMOUNI</b>	
	<b>M. D. HUSS</b>	<b>(Rapporteur)</b>
	<b>M. N. MESKINI</b>	
	<b>M. G. SAJOT</b>	<b>(Rapporteur)</b>
	<b>M. C. SOUGA</b>	

---

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>21</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>23</b>
<b>1 Modèle Standard Minimal et extension supersymétrique</b>	<b>25</b>
1.1 Introduction . . . . .	25
1.2 Modèle Standard Minimal . . . . .	26
1.2.1 Brisure spontanée de la symétrie . . . . .	27
1.2.2 Masse des fermions . . . . .	29
1.2.3 Les paramètres arbitraires . . . . .	31
1.2.4 Extension au modèle à deux doublets . . . . .	31
1.2.5 Problèmes posés par le Modèle Standard . . . . .	33
1.3 Extension Supersymétrique du Modèle Standard Minimal . . . . .	34
1.3.1 La supersymétrie . . . . .	34
1.3.2 Particules du modèle MSSM . . . . .	35
1.3.3 Limites du MSSM . . . . .	36
1.3.4 La R-parité . . . . .	38
1.3.5 conclusion . . . . .	38
<b>2 Etude Phénoménologique</b>	<b>41</b>
2.1 Etude des spectres des masses . . . . .	41
2.1.1 Le secteur des sleptons . . . . .	41
2.1.2 Le secteur des jauginos . . . . .	42
2.1.3 Section efficace de production des charginos . . . . .	47
2.1.4 Section efficace de production des neutralinos . . . . .	49
2.1.5 Canaux de désintégration et rapports d'embranchement des charginos .	50
2.1.5.a Les rapports d'embranchement des charginos à faible $m_0$ . .	51



2.1.5.b	Les rapports d'embranchement des charginos pour grand $m_0$	52
2.1.6	Désintégrations et rapports d'embranchement du neutralino $\chi_2^0$	52
2.1.6.a	Les rapports d'embranchement du neutralino $\chi_2^0$ pour faible $m_0$	53
2.1.6.b	Les rapports d'embranchement du neutralino $\chi_2^0$ pour grand $m_0$	54
2.1.7	Etude des différences de masses $\Delta M = M_{susy} - M_{LSP}$	55
2.1.8	Résumé	57
<b>3</b>	<b>L'expérience L3</b>	<b>61</b>
3.1	Le LEP	61
3.2	La luminosité au LEP	63
3.3	Le détecteur L3	65
3.3.1	Le spectromètre à muons	66
3.3.2	Le filtre à muons	66
3.3.3	Le calorimètre hadronique	68
3.3.4	Les scintillateurs	69
3.3.5	Le calorimètre électromagnétique	69
3.3.6	Le détecteur central de traces	72
3.3.7	Les compteurs de luminosité	73
3.3.8	Le système de déclenchement	73
<b>4</b>	<b>Recherche des Charginos <math>\chi_1^+ \chi_1^-</math> et des Neutralinos <math>\chi_2^0 \chi_1^0</math></b>	<b>77</b>
4.1	Données expérimentales et luminosités	77
4.2	Signatures expérimentales des particules recherchées	78
4.2.1	Les événements charginos $\chi_1^\pm$	78
4.2.1.a	Le canal hadronique : $\chi_1^- \chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0 q \bar{q}' q'' \bar{q}'''$	78
4.2.1.b	Le canal semi-leptonique : $\chi_1^- \chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0 q \bar{q}' l \nu_l$	79
4.2.1.c	Le canal leptonique : $\chi_1^- \chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0 l^+ \nu_l l^- \bar{\nu}_l$	80
4.2.2	Les événements neutralinos	80
4.3	Caractéristiques des processus Standard	82
4.3.1	Les processus d'interaction $\gamma\gamma$	83
4.3.2	Les processus $W e \nu$ et Zee	83
4.3.3	Les processus $ZZ$	84
4.3.4	Les processus $W^+ W^-$	84

4.3.5	Les processus $Z/\gamma^*$ . . . . .	85
4.4	Simulation Monte-Carlo des signaux et des fonds Standard . . . . .	86
4.4.1	Simulation des processus de type signal . . . . .	86
4.4.2	Simulation des fonds Standard . . . . .	87
4.5	Identification des particules dans le détecteur L3. . . . .	87
4.6	Etude des variables discriminantes . . . . .	92
4.7	Présélection des événements charginos et neutralinos . . . . .	95
4.7.1	Présélection des charginos en deux leptons et énergie manquante . . . .	95
4.7.1.a	Présélection commune des événements . . . . .	95
4.7.1.b	Présélection des événements à deux électrons et énergie man- quante . . . . .	96
4.7.1.c	Présélection des événements à deux muons et énergie man- quante . . . . .	98
4.7.1.d	Présélection des événements à un électron, un muon et énergie manquante . . . . .	98
4.7.1.e	Résultats de la présélection leptonique . . . . .	98
4.7.2	Présélection des $\chi_1^\pm$ dans la voie un lepton plus deux jets et énergie manquante . . . . .	100
4.7.2.a	Coupures de présélection . . . . .	100
4.7.2.b	Résultats de la présélection semi-leptonique . . . . .	102
4.7.3	Présélection des $\chi_1^+ \chi_1^-$ dans la voie hadronique avec énergie manquante	103
4.7.3.a	Critères de présélection . . . . .	103
4.7.3.b	Résultats de la présélection hadronique . . . . .	105
4.7.4	Présélection des neutralinos $\chi_2^0 \chi_1^0$ dans la voie hadronique . . . . .	107
4.7.4.a	Critères de présélection . . . . .	107
4.7.4.b	Résultats de la présélection deux jets et énergie manquante .	108
4.7.5	Réduction des fonds standard . . . . .	109
4.8	Description des méthodes d'analyse finale. . . . .	110
4.8.1	Optimisation d'une coupure . . . . .	110
4.8.2	Analyse séquentielle . . . . .	113
4.8.3	Analyse par réseaux de neurones . . . . .	114
4.8.3.a	Principe d'un réseau de neurones . . . . .	114
4.9	Sélection finale des événements charginos et neutralinos . . . . .	117
4.9.1	Recherche des charginos $\chi_1^+ \chi_1^-$ dans la voie leptonique . . . . .	120
4.9.1.a	Procédure de sélection . . . . .	120

4.9.1.b	Résultats des sélections leptoniques . . . . .	123
4.9.2	Recherche des charginos $\chi_1^+ \chi_1^-$ dans la voie semi-leptonique . . . . .	124
4.9.2.a	Procédure de sélection . . . . .	124
4.9.2.b	Résultats des sélections semi-leptoniques . . . . .	128
4.9.3	Recherche des charginos $\chi_1^+ \chi_1^-$ dans la voie hadronique . . . . .	129
4.9.3.a	Procédure de sélection . . . . .	129
4.9.3.b	Résultats des sélections hadroniques . . . . .	138
4.9.4	Résultats des sélections finales charginos . . . . .	140
4.9.5	Recherche des neutralinos $\chi_2^0 \chi_1^0$ dans la voie hadronique . . . . .	141
4.9.5.a	le canal deux jets et énergie manquante . . . . .	141
4.9.5.b	Sélection finale . . . . .	144
4.9.5.c	Résultats finaux . . . . .	146
4.10	Conclusion . . . . .	147
<b>5</b>	<b>Interprétations des résultats</b>	<b>155</b>
5.1	Introduction . . . . .	155
5.2	Méthode d'optimisation . . . . .	155
5.2.1	Limite sur la production d'un signal . . . . .	156
5.2.1.a	Combinaison des sélections . . . . .	159
5.2.2	Limite supérieure sur la section efficace de production . . . . .	164
5.3	Interprétations des résultats dans le cadre du MSSM . . . . .	165
5.3.1	Recherche des $\chi_1^+ \chi_1^-$ . . . . .	168
5.3.2	Recherche des neutralinos $\chi_2^0 \chi_1^0$ . . . . .	170
5.4	Combinaison des limites . . . . .	173
5.4.0.a	Limite à grand $m_0$ . . . . .	173
5.4.0.b	Limite faible $m_0$ . . . . .	178
5.4.1	Limites absolues indépendantes des paramètres : $M_2, m_0, \tan\beta$ et $\mu$ . . . . .	182
5.4.1.a	Limite inférieure sur la masse du chargino $\chi_1^\pm$ . . . . .	182
5.4.1.b	Limite inférieure sur la masse du neutralino $\chi_1^0$ . . . . .	182
5.4.1.c	Limites inférieures indirectes . . . . .	184
5.5	Comparaison des résultats obtenus à LEP . . . . .	186
<b>6</b>	<b>Conclusion et Perspectives</b>	<b>191</b>
6.1	Conclusion . . . . .	191

6.2 Perspectives . . . . .	192
----------------------------	-----



# Liste des tableaux

1.1	Les bosons introduits dans le Modèle Standard Minimal. L'hypercharge $Y$ est définie de manière à ce que la charge $Q$ soit donnée par la relation $Q = T^3 + Y$ .	29
1.2	Particules et champs fermioniques associés, introduits dans le secteur électrofaible du Modèle Standard. L'indice $\alpha$ représente l'indice de la génération ( $\alpha = 1, 3$ ) . . . . .	30
1.3	Champs contenus dans le modèle MSSM pour une génération de quarks et de leptons. . . . .	36
4.1	Luminosité intégrée collectée par L3 pendant la période 1998-2001 . . . . .	77
4.2	Processus de bruits de fond générés avec leurs sections efficaces. . . . .	87
4.3	Efficacités obtenues sur le signal charginos ( $M_{\chi_1^\pm} = 103 \text{ GeV}$ ) à la présélection leptonique. . . . .	99
4.4	Efficacité obtenue sur le signal charginos ( $M_{\chi_1^\pm} = 103 \text{ GeV}$ ) à la présélection .	102
4.5	Efficacités obtenues sur le signal charginos ( $M_{\chi_1^\pm} = 103 \text{ GeV}$ ) à la présélection hadronique. . . . .	105
4.6	Efficacités obtenues sur le signal neutralinos ( $M_{\chi_2^0} + M_{\chi_1^0} = 206 \text{ GeV}$ ) à la présélection . . . . .	108
4.7	Efficacités sur les bruits de fond et contribution en (%) au nombre d'événements attendus après la présélection respectivement dans les canaux leptoniques, semi-leptoniques et hadroniques. . . . .	109
4.8	Coupures de la sélection charginos et efficacités dans les canaux $e^+e^- + \cancel{E}$ (a et a'), $e^\pm\mu^\mp + \cancel{E}$ (b et b') et $\mu^\pm\mu^\mp + \cancel{E}$ (c et c') pour chaque région de $\Delta M$ . . . .	122
4.9	Résultats des sélections leptoniques: Nombre total d'événements attendus et observés dans chaque canal, en fonction de $\Delta M$ et avec une luminosité totale intégrée de $217.4 \text{ pb}^{-1}$ , correspondant aux données collectées aux énergies dans le centre de masse allant de 203 à 208 GeV. . . . .	123
4.10	Coupures de sélection optimisées à $\sqrt{s} = 207 \text{ GeV}$ , utilisées dans la fenêtre très faible $\Delta M$ pour le canal semi-leptonique . . . . .	124
4.11	Coupures de sélection optimisées à $\sqrt{s} = 207 \text{ GeV}$ , utilisées respectivement dans les fenêtres faible, moyenne et grande $\Delta M$ pour le canal semi-leptonique	124

4.12	Résultats des sélections semi-leptoniques : Nombre total d'événements attendus et observés pour chaque région de $\Delta M$ et pour une luminosité totale intégrée de $217.4 \text{ pb}^{-1}$ correspondant aux données collectées aux énergies dans le centre de masse variant de 203 à 208 GeV . . . . .	128
4.13	Efficacités des sélections deux jets plus un lepton ( $e^\pm, \mu^\pm$ ) et énergie manquante à $< \sqrt{s} > = 207 \text{ GeV}$ sur le signal charginos, pour les différentes valeurs de différences de masses . . . . .	129
4.14	Les coupures séquentielles utilisées dans le canal hadronique, pour les fenêtres très faible, faible et moyen $\Delta M$ . . . . .	131
4.15	Les coupures séquentielles utilisées dans le Canal hadronique, pour la fenêtre Grand $\Delta M$ . . . . .	131
4.16	Efficacités obtenues pour le canal hadronique après application des coupures séquentielles : $\chi_1^\pm \rightarrow 4j + \cancel{E}$ , $M_{\chi_1^\pm} = 103 \text{ GeV}$ . . . . .	132
4.17	Résultats des sélections charginos dans le canal hadronique. Ce tableau donne les nombres d'événements observés avec les données collectées pour des $\sqrt{s}$ allant de 203 à 208 GeV ainsi que les nombres d'événements attendus pour les différentes fenêtres de masse. . . . .	138
4.18	Efficacité de la sélection quatre jets et énergie manquante à $< \sqrt{s} > = 207 \text{ GeV}$ sur le signal charginos pour les différentes valeurs de différences de masse et un $\chi_1^\pm$ de masse 103 GeV . . . . .	138
4.19	Efficacités des la sélections sur la topologie $\tau$ plus deux jets et énergie manquante à $< \sqrt{s} > = 207 \text{ GeV}$ , sur le signal charginos pour les différentes valeurs de différence de masse et $M_{\chi_1^\pm} = 103 \text{ GeV}$ . . . . .	139
4.20	Résultats des sélections $\chi_1^+ \chi_1^-$ . . . . .	140
4.21	Valeurs des coupures optimisées appliquées dans la sélection $e^+e^- \rightarrow \chi_2^0 \chi_1^0$ à $\sqrt{s} = 207 \text{ GeV}$ , dans chaque fenêtre de valeurs de $\Delta M$ . . . . .	144
4.22	Résultat de la sélection $\chi_1^0 \chi_2^0$ dans le canal hadronique. Le nombre d'événements attendus et observés pour les énergies allant de 203 à 208 GeV, la dernière ligne donne les résultats combinés. . . . .	146
4.23	Nombres d'événements réels et simulés sélectionnés par les analyses de recherche de charginos . . . . .	147
4.24	Nombres d'événements réels et simulés sélectionnés par les analyses de recherche du signal $\chi_2^0 \chi_1^0$ . . . . .	147
4.25	Résultats des sélections charginos dans le canal leptonique. . . . .	148
4.26	Résultats des sélections charginos dans le canal semi-leptonique . . . . .	149
4.27	Résultats des sélections charginos dans le canal hadronique . . . . .	150
4.28	Résultats des sélections neutralinos $\chi_2^0 \chi_1^0$ dans le canal hadronique . . . . .	151
5.1	acceptance des détecteurs au LEP . . . . .	186

5.2	Résultats obtenus par les quatre expériences LEP pour le scénario grand $m_0$	. .	186
5.3	Résultats obtenus par les quatre expériences LEP pour le scénario faible $m_0$	. .	187





# Table des figures

1.1	Evolution des constantes de couplage dans le cadre du MSSM (figure à droite) et dans le Modèle Standard (figure à gauche). L'unification des couplages est observé à l'échelle GUT dans le cadre du MSSM [11] . . . . .	37
2.1	Courbes représentant les équimasses $M_{\chi_1^\pm}$ dans le plan $(M_2, \mu)$ pour $\tan(\beta)=1$ et $\tan(\beta)=40$ . . . . .	44
2.2	Variation $M_{\chi_1^0}$ (Gauche) et de $M_{\chi_2^0}$ (Droite) dans le plan $(M_2, \mu)$ pour $\tan(\beta)=1$ . . . . .	46
2.3	Variation de la différence de masse entre le $\chi_2^0$ et le $\chi_1^\pm$ dans le plan $(M_2, \mu)$ pour $\tan(\beta)=1$ . . . . .	47
2.4	Mécanismes de production des charginos à partir de l'annihilation $(e^+ e^-)$ . . . . .	48
2.5	Variation de la section efficace de production des charginos $\chi_1^+ \chi_1^-$ pour $\sqrt{s}=208$ GeV dans le plan $M_2, \mu$ pour $\tan\beta=1$ . Le trait plein en noire délimite la zone où ce processus est permis cinématiquement. . . . .	48
2.6	Diagrammes de production des neutralinos . . . . .	49
2.7	Section efficace de production des neutralinos $\chi_2^0 \chi_1^0$ à $\sqrt{s}=208$ GeV. . . . .	50
2.8	diagrammes de désintégration du $\chi_1^\pm$ . . . . .	51
2.9	Rapport d'embranchement des charginos en $e\nu \chi_1^0$ plus $\mu\nu \chi_1^0$ dans le plan $(M_2, \mu)$ . . . . .	52
2.10	Diagrammes de désintégration du $\chi_2^0$ . . . . .	53
2.11	Un des digrammes de désintégration radiative des neutralinos [11] . . . . .	54
2.12	Rapport d'embranchement du $\chi_2^0 \rightarrow (Z \text{ ou } \gamma) + \chi_1^0$ dans le plan $(M_2, \mu)$ pour $\tan\beta=1$ et $m_0=500$ GeV. . . . .	54
2.13	Variation des $M_{\chi_1^\pm} - M_{\chi_1^0}$ dans le plan $(M_2, \mu)$ pour $\tan(\beta)=1$ . (gauche) et $\tan(\beta)=40$ (droite) . . . . .	55
2.14	Variation des $M_{\chi_2^0} - M_{\chi_1^0}$ dans le plan $(M_2, \mu)$ $\tan(\beta)=1$ . (gauche) et $\tan(\beta)=40$ (droite) . . . . .	56
2.15	La valeur minimale obtenue pour la masse du $\chi_1^0$ pour $\chi_1^\pm > 90$ GeV (courbe pleine) $\chi_1^\pm > 100$ GeV (courbe en pointillée) . . . . .	56
3.1	Le LEP . . . . .	62
3.2	Le détecteur L3 . . . . .	64

3.3	Le système de coordonnées utilisé . . . . .	65
3.4	Chambres à muons et principe de fonctionnement d'un octant. . . . .	67
3.5	Calorimètre hadronique . . . . .	68
3.6	Coupe de la partie centrale du détecteur L3 . . . . .	69
3.7	Calorimètre électromagnétique . . . . .	70
3.8	Cristal de BGO et chaîne électronique de lecture associée [8] . . . . .	71
3.9	Résolution en énergie du BGO, en fonction de l'énergie incidente. . . . .	71
3.10	La chambre à dérive TEC . . . . .	72
3.11	Reconstruction d'une trace dans un secteur de la TEC . . . . .	73
4.1	Représentation schématique de la topologie 4 jets + $\cancel{E}$ . . . . .	79
4.2	Représentation schématique de la topologie 1 + 2 jets + $\cancel{E}$ . . . . .	79
4.3	Diagramme du signal recherché dans la topologie leptonique . . . . .	80
4.4	Représentation schématique de la topologie 2 jets + $\cancel{E}$ . . . . .	81
4.5	Représentation schématique de la topologie 1l + $\cancel{E}$ . . . . .	81
4.6	Sections efficaces des processus Standard en fonction de l'énergie du centre de masse. Pour les processus Zee, $We\nu$ et $Z\nu\nu$ , seule la contribution due au canal t a été représentée. . . . .	82
4.7	Diagramme du fond d'interaction à deux photons . . . . .	83
4.8	Diagrammes des processus Zee (a) et $We\nu_e$ (b) . . . . .	84
4.9	Diagramme de Feynman associé au processus ZZ . . . . .	84
4.10	Diagrammes de Feynman des processus $W^+W^-$ . . . . .	85
4.11	Diagramme de Feynman du processus $Z/\gamma^*$ . . . . .	85
4.12	Identification d'un photon (a) et des leptons dans l'expérience L3: (b)un électron,(c) un muon et (d) un tau . . . . .	88
4.13	Forme de la gerbe électromagnétique pour un photon (haut) et un hadron (bas). L'énergie déposée dans chaque cristal est proportionnelle à la hauteur du pavé. . . . .	89
4.14	Efficacité d'identification d'un électron ou d'un positron (a) et d'un photon (b) . . . . .	90
4.15	Efficacité d'identification d'un muon en fonction de l'angle $\theta$ par rapport au faisceau en degrés . . . . .	91

4.16	Comparaison des données réelles et des processus de fond Standard au niveau de la présélection. L'énergie visible normalisée à l'énergie dans le centre de masse (haut à gauche), le moment transverse total (haut à droite), l'angle $\theta$ du moment manquant (bas à gauche) et l'énergie de l'électron le plus énergétique (bas à droite). L'énergie moyenne dans le centre de masse est de 206 GeV correspondant à une luminosité intégrée de $217.4 \text{ pb}^{-1}$ . L'écart relatif entre les données sélectionnées et les prévisions du Modèle Standard est représenté au dessous de chaque distribution. . . . .	97
4.17	Accord données réelles - données Monte Carlo à la présélection semi-leptonique. L'énergie moyenne dans le centre de masse est de 206 GeV et la luminosité intégrée est de $217.4 \text{ pb}^{-1}$ . L'écart relatif entre les données sélectionnées et les prévisions du Modèle Standard est représenté au dessous de chaque distribution. . . . .	101
4.18	Accord données réelles - données Monte Carlo à la présélection charginos dans le canal hadronique. l'énergie moyenne dans le centre de masse est de 206 GeV et la luminosité intégrée est de $217.4 \text{ pb}^{-1}$ . L'écart relatif entre les données sélectionnées et les prévisions du Modèle Standard est représenté au dessous de chaque distribution. . . . .	104
4.19	Accord données réelles - données Monte Carlo à la présélection pour la recherche des neutralinos dans le canal hadronique. l'énergie moyenne dans le centre de masse est de 206 GeV et la luminosité collectée est de $217.4 \text{ pb}^{-1}$ . L'écart relatif entre les données sélectionnées et les prévisions du Modèle Standard est représenté au dessous de chaque distribution. . . . .	106
4.20	Evolution de la fonction $k(b)_n P(b, n)$ en fonction de $n$ (a) et de la somme $G_n = \sum_{m=0}^n k(b)_m P(b, m)$ (figure b) . . . . .	112
4.21	Représentation schématique d'un réseau de neurones avec propagation vers l'avant. . . . .	114
4.22	Distributions de l'énergie visible (gauche) et de la masse visible (droite) pour différentes valeurs de $\Delta M$ dans le cas d'un signal charginos ( $M_{\chi_1^\pm} = 103 \text{ GeV}$ ) . . . . .	117
4.23	Distribution de l'énergie visible en fonction de la masse visible pour différentes valeurs de $\Delta M$ dans le cas d'un signal charginos ( $M_{\chi_1^\pm} = 103 \text{ GeV}$ ) . . . . .	118
4.24	Exemple des variables discriminantes pour l'analyse leptonique utilisées dans la sélection deux électrons et énergie manquante. Pour le signal (partie inférieure de chaque graphe) la normalisation est arbitraire, elle ne tient pas compte ni de la section efficace de production ni de la luminosité. . . . .	119
4.25	Evolution de la fonction d'optimisation correspondant aux sélections charginos, deux électrons et énergie manquante (figures en haut) et deux muons et énergie manquante (figures en bas). pour les différentes fenêtrage de masses, faible (a), moyen (b) et grand (c) $\Delta M$ . . . . .	121

4.26	Variables discriminantes pour l'analyse semi-leptonique : un exemple de variables utilisées dans la sélection deux jets, un lepton et énergie manquante. La partie inférieure de chaque graphe montre les distributions du signal pour différentes valeurs de $\Delta M$ avec une normalisation arbitraire. Le signal charginos associé aux valeurs $\Delta M=3$ et 5 GeV est représenté en ligne continue . . . .	125
4.27	Evolution de la fonction d'optimisation correspondant à la sélection charginos dans le canal deux jets plus un lepton et énergie manquante pour les différentes fenêtres de masse : très faible (a), faible (b), moyen (c) et grand (d) $\Delta M$ , pour l'ensemble des énergies de 203 à 208 GeV (figures en haut) et à l'énergie 208 GeV (figures en bas) . . . . .	126
4.28	Evolution de la fonction d'optimisation correspondant à la sélection charginos dans le canal deux jets plus un lepton et énergie manquante pour les différentes fenêtres de masses, très faible (a), faible (b), moyen (c) et grand (d) $\Delta M$ , pour l'énergie 207 GeV (figures en haut) et l'énergie 205 GeV (figures en bas) . . .	127
4.29	Distribution des variables les plus importantes utilisées dans la sélection : quatre jets énergie manquante, dans la présélection hadronique charginos, Pour l'ensemble des énergies dans le centre de masse étudiées correspondant à une énergie moyenne de 206 GeV et une luminosité intégrée de $217.4 \text{ pb}^{-1}$ . . . . .	130
4.30	Distribution de l'énergie visible pour le canal hadronique après application des coupures séquentielles : $\sqrt{s} \geq 206 \text{ GeV} : \chi_1^\pm \rightarrow 4j + \cancel{E}$ . . . . .	132
4.31	Variation du nombre d'événements de fond attendus à $\sqrt{s} \geq 206 \text{ GeV}$ ( $\mathcal{L} = 217.4 \text{ pb}^{-1}$ ) et de données observés en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurones (haut à gauche), et de la fonction d'optimisation pour chaque énergie respectivement $\sqrt{s} = 205 \text{ GeV}$ (haut à droite), $\sqrt{s} = 207 \text{ GeV}$ (en bas à gauche) et $\sqrt{s} = 208 \text{ GeV}$ (en bas à droite), déterminée dans la région très faible $\Delta M$ . . . . .	134
4.32	Variation du nombre d'événements de fond attendus à $\sqrt{s} \geq 206 \text{ GeV}$ ( $\mathcal{L} = 217.4 \text{ pb}^{-1}$ ) et de données observés en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurones (haut à gauche), et de la fonction d'optimisation pour chaque énergie respectivement $\sqrt{s} = 205 \text{ GeV}$ (haut à droite), $\sqrt{s} = 207 \text{ GeV}$ (en bas à gauche) et $\sqrt{s} = 208 \text{ GeV}$ (en bas à droite), déterminée dans la région faible $\Delta M$ . . . . .	135
4.33	Variation du nombre d'événements de fond attendus à $\sqrt{s} \geq 206 \text{ GeV}$ ( $\mathcal{L} = 217.4 \text{ pb}^{-1}$ ) et de données observés en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurones (haut à gauche), et de la fonction d'optimisation pour chaque énergie respectivement $\sqrt{s} = 205 \text{ GeV}$ (haut à droite), $\sqrt{s} = 207 \text{ GeV}$ (en bas à gauche) et $\sqrt{s} = 208 \text{ GeV}$ (en bas à droite), déterminée dans la région moyen $\Delta M$ . . . . .	136

4.34	Variation du nombre d'événements de fond attendus à $\sqrt{s} = 206$ GeV ( $\mathcal{L} = 217.4 \text{ pb}^{-1}$ ) et de données observées en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurones (haut à gauche), et de la fonction d'optimisation pour chaque énergie respectivement $\sqrt{s} = 205$ GeV (haut à droite), $\sqrt{s} = 207$ GeV (en bas à gauche) et $\sqrt{s} = 208$ GeV (en bas à droite), déterminée dans la région très faible $\Delta M$ . . . . .	137
4.35	variation des efficacités des sélections charginos 'OU. logique', respectivement dans les canaux, 100% leptonique (a), 100% semi-leptonique (b) et 100% hadronique (c) . . . . .	140
4.36	Distribution de l'énergie visible au niveau de la présélection neutralinos dans le canal hadronique (partie supérieure), pour une énergie moyenne dans le centre de masse de 206 GeV correspondant à une luminosité intégrée de $217.4 \text{ pb}^{-1}$ , et distribution du signal ( $M_{\chi_1^0 + \chi_2^0} = 206$ GeV) pour différentes valeurs de différence de masse (partie inférieure) . . . . .	142
4.37	Comparaison des données sélectionnées et les processus fonds standard au niveau de la présélection du signal neutralinos dans le canal hadronique pour les variables les plus importantes utilisées dans la sélection le rapport entre le moment manquant et l'énergie visible (haut à droite), la projection longitudinale du moment manquant (haut gauche), le moment transverse (bas à droite) et le rapport du moment transverse et l'énergie visible. l'énergie moyenne dans le centre de masse est de 206 GeV correspondant à une luminosité totale intégrée de $217.4 \text{ pb}^{-1}$ . . . . .	143
4.38	Variation du nombre d'événements de fond attendus et observés en fonction de la coupure sur le paramètre $\delta$ pour les différentes fenêtres de différence de masses (partie supérieure), et de la fonction d'optimisation (partie inférieure) pour l'ensemble des données collectées durant la dernière phase du LEP, correspondant à $217.4 \text{ pb}^{-1}$ et une énergie moyenne dans le centre de masse de 206 GeV. . . . .	145
4.39	Evolution de l'efficacité de la sélection 'OU logique' neutralinos dans le plan de masse ( $M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0}$ ) . . . . .	146
5.1	Optimisation des combinaisons pour la sélection $\chi_1^+ \chi_1^-$ 100% semi-leptonique à $\sqrt{s} = 207$ GeV . . . . .	161
5.2	Résultat de l'optimisation des combinaisons dans le plan ( $M_{\chi_1^\pm}, M_{\chi_1^0}$ ) pour la sélection 100% semi-leptonique à $\sqrt{s} = 207$ GeV. On a représenté respectivement l'évolution du nombre d'événements de fond (a), les efficacités obtenues (b) et la limite attendue sur la section efficace de production (c) . . . . .	162

5.3	Résultat de l'optimisation des combinaisons dans le plan $(M_{\chi_1^\pm}, M_{\chi_1^0})$ pour la sélection 100% semi-leptonique à $\sqrt{s} = 207$ GeV. On a représenté respectivement au niveau de la figure (a) l'évolution du nombre d'événements réels associés à chaque sélection et la limite observée sur la section efficace de production au niveau de la figure (b)	163
5.4	Courbes de niveau montrant les valeurs des sections efficaces limites $\sigma_{limite}(e^+e^- \rightarrow \chi_1^+ \chi_1^-)$ en fonction de $M_{\chi_1^\pm}$ et $M_{\chi_1^0}$ en supposant que les charginos se désintègrent à 100 % en $W^\pm \chi_1^0$	164
5.5	Evolution de la section efficace de production $\sigma_{theo}(e^+e^- \rightarrow \chi_1^+ \chi_1^-)$ en fonction de $M_{\chi_1^\pm}$ à $\sqrt{s} = 208$ GeV	165
5.6	Courbes de niveaux montrant les valeurs des sections efficaces limites $\sigma_{limite}(e^+e^- \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$ en fonction de $M_{\chi_1^0}$ et $M_{\chi_2^0}$ en supposant que le neutralino $\chi_2^0$ se désintègre à 100 % en $Z \chi_1^0$	166
5.7	Evolution de la section efficace de production $\sigma_{theo}(e^+e^- \rightarrow \chi_2^0 \chi_1^0)$ en fonction de $M_{\chi_2^0} + M_{\chi_1^0}$ à $\sqrt{s} = 208$ GeV	166
5.8	Evolution de la limite supérieure sur la section efficace de production $\chi_1^+ \chi_1^-$ à 95 % de niveau de confiance dans le plan $(M_2, \mu)$ (a), et de la section efficace théorique de production (b). Pour $m_0 = 500$ GeV et $\tan\beta = 1$	168
5.9	Domaine exclu à 95 % de niveau de confiance dans le plan $(M_{\chi_1^\pm}, M_{\chi_1^0})$ pour grand $m_0$	169
5.10	Evolution de la limite supérieure sur la section efficace de production $\chi_2^0 \chi_1^0$ à 95 % de niveau de confiance dans le plan $(M_2, \mu)$ (a), et la section efficace théorique (b), pour $m_0 = 500$ GeV et $\tan\beta = 1$	170
5.11	Régions exclues à 95 % de niveau de confiance dans le plan $(M_2, \mu)$ pour $\tan\beta = 1$ et $m_0 = 500$ GeV	171
5.12	Domaine exclu à 95 % de niveau de confiance dans le plan $(M_{\chi_1^0}, M_{\chi_2^0})$ , pour $m_0 = 500$ GeV	172
5.13	Evolution de la limite inférieure sur la masse du $\chi_1^\pm$ figure (a) et celle des $\chi_2^0 \chi_1^0$ figure (b) en fonction de $M_2$ , pour $m_0 = 500$ GeV et $\tan\beta = 1$	173
5.14	Limite inférieure sur la masse du $\chi_1^0$ pour grand $m_0$	174
5.15	Limite inférieure sur la masse du $\chi_1^\pm$ pour grand $m_0$	175
5.16	Evolution des masses du $\chi_1^\pm$ (en haut) et de la différence de masse (en bas) en fonction de $\mu$ pour $\tan\beta = 1$ et $M_2 = 1900$ GeV et $\tan\beta = 40$ et $M_2 = 1600$ GeV	176
5.17	variation des sections efficaces théoriques et des limites supérieures observées pour $\tan\beta = 1$ et 40.	177
5.18	Région exclue à 95 % de niveau de confiance dans le plan $(M_2, \mu)$ pour $m_0 = 70$ GeV et deux valeurs de $\tan\beta$ : $\tan\beta = 1$ figure (a) et $\tan\beta = 40$ figure (b)	179
5.19	Limite inférieure sur la masse du $\chi_1^\pm$ en fonction de $M_\nu$	181

5.20	Limite inférieure sur la masse du $\chi_1^\pm$ indépendantes de tout paramètre. . . . .	182
5.21	Limite inférieure sur la masse du $\chi_1^0$ indépendant de tout paramètre . . . . .	183
5.22	Evolution de la limite inférieure sur la masse du $\chi_1^0$ en fonction de $m_0$ . . . . .	184
5.23	Limites inférieures sur la masse des neutralinos lourds en fonction de $\tan\beta$ indépendantes de tout paramètre . . . . .	184
5.24	Limite inférieure sur la masse des charginos lourds $\chi_2^\pm$ indépendantes de tout paramètre . . . . .	185
6.1	Section efficace de production des paires de sparticules à l'énergie $\sqrt{s} = 2$ TeV (TEVATRON) [5] . . . . .	193
6.2	Section efficace de production des principaux processus standard aux énergies $\sqrt{s} = 2$ TeV (TEVATRON) et $\sqrt{s} = 14$ TeV (LHC) [9] . . . . .	194
6.3	Section efficace de production des jauginos (à gauche) et des sleptons (à droite) aux énergies $\sqrt{s} = 2$ TeV (TEVATRON) et $\sqrt{s} = 14$ TeV (LHC) [10] . . . . .	195
6.4	Exemple de désintégration en cascade d'un squark lourd aux énergies des col- lisionneurs hadroniques, les masses des particules fils sont représentées en or- donnée et les rapports d'embranchement sont représentés en abscisse . . . . .	195





# Remerciements

J'exprime tout d'abord, toute ma reconnaissance à Messieurs Houmani EL MAMOUNI, Chedly SOUGA et Raouf BENNACEUR pour avoir dirigé mes travaux de recherche dans le cadre de la première thèse en cotutelle entre l'université LYON 1 et l'université de TUNIS II. J'ai eu grand plaisir à travailler avec eux pendant ces trois années et j'aimerais les remercier tout particulièrement pour leur attention constante, leur disponibilité, leurs conseils avisés et pour leur apport essentiel tout au long de cette thèse. Je remercie en outre Messieurs Chedly SOUGA et Jean-Paul MARTIN pour avoir été à l'origine de cette collaboration fructueuse.

Je remercie vivement Messieurs Jean-Eudes AUGUSTIN et Yves DECLAIS, ex et actuel directeur de l'institut de Physique Nucléaire de Lyon, pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire et permis d'effectuer et terminer cette thèse dans de bonnes conditions.

Je remercie chaleureusement les rapporteurs, Messieurs Daniel HUSS et Gérard SAJOT pour leurs lectures attentives du manuscrit et pour m'avoir fait l'honneur de juger ce travail.

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements aux membres du jury, Messieurs Yves DECLAIS, Aldo DEANDREA, Nourridine MESKINI et Lotfi GHEDIRA pour leurs attention et aimable participation.

Je remercie tous les membres de l'équipe L3 et les chercheurs rencontrés au CERN pour leurs soutien et conseils, en particulier Monsieur A. FAVARA et Madame S. ROSIER. J'adresse aussi mes remerciements au groupe Supersymétrie de L3, je pense plus particulièrement au groupe photon unique de LYON : Messieurs M. CHEMARIN, J. FAY et I. LAKTINEH.

J'adresse ici de sincères remerciements au groupe L3 de LYON : Messieurs J.P. MARTIN, P. LEBRUN et G.S. MUANZA de qui j'ai beaucoup appris et qui ont toujours manifesté un intérêt pour mon travail. Je remercie en outre Messieurs B. ILLE, P. DEPASSE, J.P. ERNENWEIN, le regretté F. ZACH et Y. BENHAMMOU que j'ai côtoyés durant ces années.

Je remercie également le service Relations Internationales de l'Université Lyon 1 et son directeur Monsieur Edgar ELBAZ pour son soutien et aides à la collaboration Lyon-Tunis.

Je souhaiterais remercier mes amis, Nabil GHODBANE, Gérald GRENIER, Rémi BARBIER, Arnaud DUPERRIN, Patrice VERDIER, Morgan LETHUILLIER, Thomas ALDERWEIRELD, Daniel TEYSSIER et Arnaud BALANDRAS pour leur soutien.

Je remercie amicalement mes camarades thésards : Jean François PARRIAUD, Olivier RAVAT, Pierre Antoine DELSART et Blandine ROUX.

Je tiens à remercier les membres du service de documentation et des secrétariats de l'IPNL pour leurs bon accueil et services rendus.

Merci à toutes les personnes de la Faculté des sciences de TUNIS qui m'ont soutenu et aidé ces trois dernières années, j'ai une pensée particulière pour mes professeurs, Messieurs Mohamed SASSI, Habib BOUCHRIHA et Taher DJERAD qui m'ont beaucoup appris.

Merci à tous mes ami(e)s de la faculté des sciences Mohsen SAHBANI, said RIDEN, Hadi ROMDANI, Soumaya BOUZZOUIA, Hela FINNECHE et Adel ASCHI leur soutiens moral, leurs amitiés m'ont beaucoup aidé à réaliser ce travail.

Merci à mes parents et à ma famille, pour leur soutien et leur encouragement qui m'ont permis de mener sereinement à bien ce travail.

# Introduction générale

Devant la prolifération des découvertes de particules élémentaires, dont les dernières en date sont les bosons de l'interaction faible  $W^+$ ,  $W^-$  et  $Z$ , et le quark top, les physiciens s'activent de plus en plus à rechercher un cadre théorique qui permet de comprendre et de mieux organiser le monde très complexe de ces particules.

Le concept de symétrie permet à la fois de structurer et d'ordonner des phénomènes connus, et d'en prévoir de nouveaux. Les applications de ce concept ont eu de grands succès à tel point que les quatre interactions fondamentales sont décrites par des lois qui découlent d'un principe général de symétrie appelé "symétrie de jauge".

La supersymétrie à laquelle nous ferons référence dans ce mémoire est une symétrie de type nouveau, qui permet d'associer entre elles des particules de spin différents, mettant ainsi sur le même pied fermions et bosons.

L'intérêt d'un point de vue théorique de relier des particules de spins différents s'explique par une démarche unificatrice dans la description des particules constituant la matière (leptons et quarks) qui sont des fermions de spin  $1/2$ , aux forces qui agissent sur elles, décrites par des bosons ( $\gamma$ ,  $Z$ ,  $W^\pm$ ,  $g$ ) de spin entier.

Les Jauginos sont les partenaires supersymétriques des bosons du Modèle Standard :  $\gamma$ ,  $Z$ ,  $W^\pm$ ,  $g$  et Higgs. Ces particules sont recherchées dans les plus grands centres internationaux de recherche, pour l'instant sans succès. La brisure spontanée de la supersymétrie dans le cadre du MSSM, fait acquérir à ces particules des masses plus grandes que celles de leurs partenaires.

Le travail objet de ce mémoire porte sur la recherche des charginos et des neutralinos à partir des résultats expérimentaux fournis par l'expérience L3. Les charginos et les neutralinos sont des particules supersymétriques résultant d'une combinaison des partenaires supersymétriques des bosons du secteur électrofaible du Modèle Standard :  $W$ ,  $Z$ ,  $\gamma$  et des Higgs.

Le présent rapport comporte 5 chapitres. Dans le premier chapitre, on décrit le modèle théorique d'interprétation de notre travail d'analyse expérimentale. Le Modèle Standard des interactions électrofaibles et fortes a été introduit comme exemple de théorie de jauge. Compte tenu des succès et des limites de ce modèle, on présente l'extension la plus naturelle qui est le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM). La spécification des différents champs nécessaires à sa construction permet alors d'explicitier les différents termes du lagrangien su-

persymétrique.

Le contenu en particules du MSSM est présenté dans le chapitre 2. L'étude des spectres de masses ainsi que des sections efficaces de production et des rapports d'embranchements des charginos et des neutralinos en fonction des paramètres du Modèle MSSM fait l'objet d'une interprétation phénoménologique à l'échelle des énergies du LEP pour différents scénarios du MSSM. Cette étude a pour objectif de mettre en valeur les topologies expérimentales dominantes pour les signaux recherchés.

Les données enregistrées par L3 à LEP2 de 1998 à 2001 à des énergies dans le centre de masse allant de 189 à 208 GeV ont été analysées. La recherche des charginos ( $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ ) comprend 17 sous-sélections et celle des neutralinos ( $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ ) comprend 6 sous-sélections, optimisées à chaque palier d'énergie dans le centre de masse.

Le deuxième volet de ce mémoire traite des aspects expérimentaux. Il comporte deux chapitres. Le chapitre 3 est consacré à la description du détecteur L3. Le chapitre 4 est consacré à la description des méthodes de recherches expérimentales. Il comporte principalement trois parties: dans un premier temps, on présente les signatures expérimentales des signaux objet de notre recherche ainsi que les principales caractéristiques topologiques associées aux processus issus du Modèle Standard. Dans un deuxième temps, on présente les méthodes d'analyse expérimentale pour la mise en évidence éventuelle des signaux supersymétriques dans les différentes topologies. Un accent particulier est mis sur la méthode statistique utilisée lors des optimisations des algorithmes des sélections. La dernière partie est consacrée à la description des différentes analyses expérimentales.

La combinaison des résultats dans les différents canaux de recherche est interprétée dans le chapitre 5, qui est structuré en deux volets. Le premier est consacré à la présentation de la méthode statistique utilisée pour combiner des résultats expérimentaux indépendants en vue d'estimer les limites sur les sections efficaces de production. Le second est dédié aux interprétations des résultats dans le cadre du MSSM contraint avec conservation de la R-parité pour différents scénarios: les exclusions sur les masses des particules supersymétriques recherchées et la détermination de la limite indépendante des paramètres MSSM sur les masses des jauginos.

# Chapitre 1

## Modèle Standard Minimal et extension supersymétrique

### 1.1 Introduction

Au cours des dernières décennies, de nombreuses interactions ont été répertoriées et l'objectif essentiel des physiciens a été de les relier les unes aux autres, dans l'espoir d'aboutir à une grande théorie unifiée. En effet l'électromagnétisme, les interactions fortes et faibles et la gravitation ont pu être reformulées dans un même cadre mathématique, celui des théories de jauge fondées sur la notion de symétrie.

A chaque interaction fondamentale correspond un groupe de symétries dont les générateurs sont des constantes du mouvement. Par exemple le groupe de symétrie de l'électromagnétisme est le groupe  $U(1)$  dont la quantité conservée est la charge électrique.

Les particules qui ont les mêmes propriétés vis-à-vis d'une interaction donnée sont rangées en multiplets de champs. Pour décrire la dynamique de ces champs, on postule l'invariance du lagrangien qui les régit sous une transformation de symétrie locale. Cette contrainte impose l'introduction naturelle des champs de jauge, les "messagers" des interactions (dans le cas de l'électromagnétisme, l'interaction est due à un échange de photons). Or une symétrie de jauge locale exacte conduit automatiquement à des champs de jauge de masse nulle, donc d'une portée infinie (la portée  $\lambda = \hbar c / m_B c^2$ ,  $m_B$  est la masse du médiateur d'interaction). Ceci est impossible dans le cas de l'interaction faible ou forte où les portées sont finies. Une solution à ce problème est donnée par le mécanisme de Higgs (brisure spontanée de symétrie).

Dans ce chapitre on présentera le Modèle Standard Minimal, théorie qui décrit l'interaction électromagnétique, faible et forte, et on justifiera son extension supersymétrique (MSSM).

## 1.2 Modèle Standard Minimal

Le Modèle Standard est un cadre théorique permettant de décrire les particules élémentaires et trois de leurs interactions fondamentales. En effet, c'est une théorie invariante sous le groupe de jauge  $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  qui correspond aux trois groupes de symétrie, chacun étant associé à une interaction :

- Le groupe  $SU(3)_c$  est le groupe de symétrie associé à l'interaction forte où  $c$  est le nombre quantique de couleur. Chaque quark peut porter trois couleurs. Il apparaît sous la forme d'un triplet se transformant sous ce groupe. Les leptons qui sont des objets non colorés se comportent comme des singlets sous une transformation de  $SU(3)_c$ . L'invariance du lagrangien sous une transformation locale de ce groupe n'est réalisée que par l'introduction de huit champs de jauge, les messagers de cette interaction, appelés gluons.
- Le Groupe  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  décrit les interactions électrofaibles. Pour tenir compte de la violation de la parité dans l'interaction faible (les fermions d'hélicité gauche et droite n'ont pas les mêmes nombres quantiques), les composantes gauches des leptons appartiennent à des doublets d'isospin du groupe  $SU(2)_L$  et les composantes droites à des singlets (invariantes sous une transformation de  $SU(2)_L$ ). L'isospin est la charge de cette interaction. Il est nul pour les fermions droits. Pour inclure l'interaction électromagnétique on a besoin d'un groupe  $U(1)$  dont le générateur est l'hypercharge  $Y$ . La simple identification avec le groupe de symétrie QED fournira des neutrinos de même charge électrique que leurs propres partenaires.

Pour respecter l'invariance sous une transformation locale de ce groupe on a besoin de quatre champs de jauge : trois champs  $W_\alpha$  ( $\alpha = 1, \dots, 3$ ) associés au groupe  $SU(2)$ , et un champ  $B$  associé à la composante  $U(1)$ .

Les champs physiques associés aux bosons médiateurs  $W^\pm$ ,  $Z^0$  et au photon sont obtenus grâce à une combinaison linéaire des champs théoriques  $W_\alpha$  et  $B$ . L'angle de mélange qui décrit cette rotation vérifie les relations suivantes :

$$\begin{cases} A_\mu = \cos \theta_w B_\mu + \sin \theta_w W_\mu^3 \\ Z_\mu = -\sin \theta_w B_\mu + \cos \theta_w W_\mu^3 \end{cases} \quad (1.1)$$

$\theta_w$  est appelé angle de Weinberg ou angle du mélange électrofaible.

Le lagrangien invariant sous une transformation locale du groupe  $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  prend la forme suivante :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{cin} + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa}$$

- $\mathcal{L}_{cin}$  contient les termes cinétiques, invariants de jauge, associés au champ  $B_\mu$  et  $\vec{W}_\mu$  sont donnés par :

$$\mathcal{L}_{cin} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}\vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$$

$$avec \begin{cases} B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \\ \vec{W}_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu + g_2 \vec{W}_\mu \wedge \vec{W}_\nu \\ G_a^{\mu\nu} \equiv \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_3 f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \end{cases} \quad (1.2)$$

et où  $f_{abc}$  est la structure du groupe  $SU(3)$ .

Le caractère non abélien du groupe  $SU(2)$  a généré des termes quadratiques dans l'expression de  $\vec{W}_{\mu\nu}$ , ce qui donne naissance dans la partie cinétique du lagrangien à des termes d'auto-interaction d'ordre trois et quatre entre les champs de jauge.

La dérivée covariante qui assure l'invariance est donnée par:

$$D_\mu = \partial_\mu + i g_1 \frac{Y}{2} B_\mu + i g_2 \frac{\vec{\sigma}}{2} W_\mu^a + i g_3 \frac{\lambda_a}{2} G_\mu^a. \quad (1.3)$$

Le dernier terme n'agira que sur les triplets de couleur associés au groupe  $SU(3)$ .

$\lambda_a$  : désigne l'un des huit générateurs du groupe  $SU(3)$ .

$\frac{\vec{\sigma}}{2}$  : désignent les générateurs du groupe  $SU(2)$ , où  $\sigma_i$  sont les matrices de Pauli.

$g_1, g_2, g_3$  sont les constantes de couplage associées aux groupes de symétrie.

- $\mathcal{L}_f$  décrit les interactions des fermions avec les champs de jauge :

$$\mathcal{L}_f = \sum_f [\bar{f}_L i\gamma^\mu D_\mu f_L + \bar{f}_R i\gamma^\mu D_\mu f_R] \quad (1.4)$$

- $\mathcal{L}_{Higgs}$  et  $\mathcal{L}_{Yukawa}$  sont responsables des masses des bosons et des fermions. Leur expressions seront décrites dans les paragraphes suivants 1.21 et 1.22

### 1.2.1 Brisure spontanée de la symétrie

L'invariance du lagrangien sous la transformation de symétrie du groupe  $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  pose un problème pour la génération des masses des fermions et des bosons de jauge. La solution à ce problème est donnée par le mécanisme de Higgs [1], qui consiste à introduire un doublet de champs scalaires complexes  $\Phi$  d'isospin  $\frac{1}{2}$  et d'hypercharge faible  $Y=1$ .

Dans la version minimale du Modèle Standard,

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.5)$$



Le lagrangien invariant de jauge qui décrit ce champ prend la forme

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad \text{où} \quad (1.6)$$

$V(\Phi)$  est le potentiel de Higgs, qui est donné par

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \lambda > 0. \quad (1.7)$$

$\mu$  et  $\lambda$  sont les deux paramètres du potentiel scalaire.

La valeur moyenne de  $\Phi$  sur le vide:  $\Phi_0 = \langle 0 | \Phi | 0 \rangle$ , doit minimiser  $V(\Phi)$ . Deux cas sont possibles :

- si  $\mu^2$  est positif,  $\Phi_0=0$  unique.
- si  $\mu^2$  est négatif, le minimum stable est atteint pour.

$$\Phi^\dagger \Phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \eta^2 = \frac{v^2}{2}$$

qui admet une infinité de solutions de type

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \eta \end{pmatrix} e^{i\theta}. \quad (1.8)$$

Le choix d'une direction particulière fait perdre cette symétrie. On dit qu'elle est spontanément brisée. Un état propre du vide peut alors s'écrire:

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Pour obtenir le spectre des masses, il faut développer le lagrangien autour de la valeur minimale  $\Phi_0$  et extraire les termes quadratiques. La partie cinétique de  $\mathcal{L}_{Higgs}$  permet de déterminer les masses des différents bosons de jauge.

$$\begin{aligned} M_W &= \frac{1}{2} v g_2 \\ M_Z &= \frac{1}{2} v \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \implies \frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_w \\ M_A &= 0 \end{aligned} \quad (1.10)$$

Ces masses ont été déterminées expérimentalement [2]:  $M_W = 80.427 \pm 0.046 \text{ GeV}$  et  $M_Z = 91.1875 \pm 0.0021 \text{ GeV}$ .

Le terme de masse associé au boson de Higgs est déterminé par le développement de l'expression du potentiel  $V(\Phi)$ . On trouve

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2\lambda v^2} \quad (1.11)$$

La masse du Higgs reste un paramètre libre puisque la valeur de  $\mu$  est indéterminée.

Le tableau 1.1 donne les caractéristiques quantiques des bosons introduits dans le Modèle Standard Minimal.

Les Bosons		spin $S$	$SU(3)_c$ couleur	$SU(2)_L$ projection d'isospin $T^3$	$U(1)_Y$ hyper-charge $Q_Y$	$U(1)_{EM}$ charge électrique $Q_{EM}$
boson de Higgs	$H$	0	<b>1</b>	$-1/2$	$1/2$	0
photon	$\gamma$	1	<b>1</b>	0	0	0
bosons de jauge	$W^+$			1	0	1
	$Z^0$			0	0	0
	$W^-$			$-1$	0	$-1$
gluons	$g$	1	<b>8</b>	0	0	0

TAB. 1.1 – Les bosons introduits dans le Modèle Standard Minimal. L'hypercharge  $Y$  est définie de manière à ce que la charge  $Q$  soit donnée par la relation  $Q = T^3 + Y$ .

### 1.2.2 Masse des fermions

On rappelle que les termes de masse:  $-m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R)$  sont exclus par l'invariance de jauge locale, puisque  $\psi_L$  et  $\psi_R$  n'obéissent pas à la même loi de transformation. Pour générer les masses des fermions, on utilise le doublet du champ de Higgs pour écrire un lagrangien invariant de jauge (lagrangien de type Yukawa) :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \sum_f (-c_f (\bar{f}_L \Phi f_R) + h.c)$$

avec  $c_f$  est le couplage de Yukawa. Les caractéristiques quantiques des fermions introduits dans le Modèle Standard Minimal sont données dans le tableau 1.2

Après brisure spontanée de la symétrie<sup>1</sup>, ce lagrangien devient:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa} &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(v+h)\sum_f c_f \bar{f} f + h.c \\ &= -\sum_f (m_f \bar{f} f + \frac{m_f}{v} \bar{f} f h) \\ &\text{où } m_f = \frac{c_f v}{\sqrt{2}} \end{aligned}$$

Le couplage du Higgs au lepton est proportionnel à la masse du lepton considéré.

---

1. Toutes fluctuations du vide  $\Phi_0$  (représentant des particules) sont alors décrites par un champ  $\Phi(x)$  que l'on peut paramétriser au voisinage du vide de la manière suivante:

$$\Phi(x) \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}$$

Dans le cas des quarks, le lagrangien prend la forme:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = - \sum_f c_{f_d} (\bar{f}_L \Phi) f_R + c_{f_u} (\bar{f}_L \Phi_c) f_R + h.c \quad (1.12)$$

$$\text{où} \quad \Phi_c = -i\sigma_2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \Phi^0 \\ \Phi^- \end{pmatrix} \mapsto \frac{1}{2} \begin{pmatrix} v + h \\ 0 \end{pmatrix}$$

La sommation porte ici sur tout fermion d'hélicité droite et gauche. Le deuxième terme fait intervenir  $\Phi_c$  qui permet de générer les termes de masse pour les quarks "up" ( $I_3 = +1/2$ ) (on n'a pas traité le mélange entre les familles, caractérisé par la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa).

Fermions	Notation	Multiplets	Q	Y	$I_{spin}(I_3)$
Leptons	$f_{\alpha L}$	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{matrix} 0 \\ -1 \end{matrix}$	-1	$\begin{matrix} \frac{1}{2} \text{ (type "up")} \\ -\frac{1}{2} \text{ (type "down")} \end{matrix}$
	$f_{\alpha R}$	$(e^-)_R (\mu^-)_R (\tau^-)_R$	-1	-2	0
Quarks	$f_{\alpha L}^q$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$\begin{matrix} \frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{matrix}$	$\frac{1}{3}$	$\begin{matrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{matrix}$
	$f_{\alpha R}^q(u)$	$u_R \ c_R \ t_R$	$\frac{2}{3}$	$\frac{4}{3}$	0
	$f_{\alpha R}^q(d)$	$d_R \ s_R \ b_R$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$	0

TAB. 1.2 – Particules et champs fermioniques associés, introduits dans le secteur électrofaible du Modèle Standard. L'indice  $\alpha$  représente l'indice de la génération ( $\alpha = 1, 3$ )

### 1.2.3 Les paramètres arbitraires

Le Modèle Standard fait apparaître 19 paramètres libres suivants:

- Les 3 couplages de jauge:  $g_1$ ,  $g_2$  et  $g_3$ .
- Les 9 couplages de Yukawa  $c_f$  (masses des fermions)
- Les 2 paramètres du potentiel scalaire  $\mu$  et  $\lambda$ .
- Les 4 paramètres relatifs à la violation de CP dans le lagrangien des interactions fortes (matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa)
- L'angle de Weinberg:  $\theta_w$

### 1.2.4 Extension au modèle à deux doublets

On n'a émis aucune hypothèse sur le nombre de champs de Higgs utilisés pour réaliser la brisure de symétrie, ni sur leurs types (singlets, triplets,...). Toutefois il existe une contrainte de type théorique ( $\rho = (M_W^2/M_Z^2 \cos^2 \theta_w) = 1$ ) qui impose la relation suivante [3]

$$I_i(I_i + 1) = \frac{3}{4} Y_i^2. \quad (1.13)$$

L'indice  $i$  est associé à chacun des multiplets de champs de Higgs.

Une extension simple est donnée par le modèle à deux doublets de Higgs [1]. La relation précédente fixe la valeur de l'hypercharge  $Y_i = \pm 1$ . On ne présentera ici que les principaux résultats.

Considérons le cas où les deux doublets  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$  ont la même valeur d'hypercharge:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_1^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi_1 + i \Phi_2 \\ \Phi_3 + i \Phi_4 \end{pmatrix} \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \Phi_2^+ \\ \Phi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi_5 + i \Phi_6 \\ \Phi_7 + i \Phi_8 \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

après brisure spontanée de la symétrie on obtient,

$$\langle \Phi_1 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$$

$v_1, v_2$  sont choisis réels positifs. Dans ce modèle, le potentiel de Higgs prend la forme suivante:

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = \lambda_1(\Phi_1^+ \Phi_1 - v_1^2)^2 + \lambda_2(\Phi_2^+ \Phi_2 - v_2^2)^2 + \lambda_3((\Phi_1^+ \Phi_1 - v_1^2) + (\Phi_2^+ \Phi_2 - v_2^2))^2 \\ + \lambda_4((\Phi_1^+ \Phi_1)(\Phi_2^+ \Phi_2) - (\Phi_1^2 \Phi_2)(\Phi_2^2 \Phi_1)) + \lambda_5(\Re(\Phi_1^2 \Phi_2 - v_1 v_2))^2 + \lambda_6(\Im(\Phi_1^2 \Phi_2))$$

Il faut déterminer à partir de  $V(\Phi_1, \Phi_2)$  les termes quadratiques des champs. On peut identifier ces termes par la diagonalisation de la matrice de masse donnée par [4]

$$M_{ij}^2 = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V(\Phi_1, \Phi_2)}{\partial \Phi_i \partial \Phi_j}$$

C'est une matrice  $8 \times 8$  qui se décompose en plusieurs blocs. La diagonalisation de ces derniers fait apparaître 5 états physiques massifs correspondants aux bosons de Higgs. on distingue :

- deux bosons de Higgs chargés  $H^\pm$ ,
- deux bosons de Higgs neutres  $h^0$  et  $H^0$ ,
- un boson neutre  $A^0$ , dit pseudoscalaire car son couplage aux fermions sera en  $i\bar{f}m_f\gamma_5 f A^0$ .

Les termes de masse des bosons de jauge sont donnés par la partie cinétique du lagrangien de Higgs. On aura

- pour les bosons de jauge  $W^\pm$ , un terme de masse  $M_W = \sqrt{g_2(v_1^2 + v_2^2)/2}$ ,
- pour le boson de jauge  $Z$ , un terme de masse  $M_Z = \sqrt{g_2(v_1^2 + v_2^2)/2 \cos^2 \theta_w}$ ,
- une masse nulle pour le photon  $\gamma$ .

La présence de deux doublets de Higgs fournit une structure plus complexe pour le lagrangien de Yukawa responsable de la génération des masses des fermions. Pour la première génération, les termes de masse sont donnés par [5]:

$$m_u = \frac{v}{\sqrt{2}}(h_1 \cos \alpha + h_2' \sin \alpha)$$

$$m_e = \frac{v}{\sqrt{2}}(h_3 \cos \alpha + h_3' \sin \alpha)$$

$$\text{avec } \tan \alpha = \frac{v_2}{v_1}, \text{ et } v_1 = v \cos \alpha$$

$h_i, h_i'$  sont les coefficients de couplage de Yukawa. Sous cette forme le modèle Standard à deux doublets peut apporter une explication partielle aux écarts de masse à l'intérieur d'une génération donnée.

$$m_e = 0.51 MeV \quad m_u < 2 MeV$$

$$m_\tau = 1.7 GeV \quad m_t \simeq 180 GeV$$

### 1.2.5 Problèmes posés par le Modèle Standard

- L'un des problèmes soulevé par le Modèle Standard est la "**non naturalité**" [4] de la masse du Higgs  $m_H$ . En effet, la renormalisation du paramètre  $\mu^2$ , permet d'avoir

$$\mu^2 = \mu_0^2 + \delta\mu_0^2$$

avec

$$\delta\mu_0^2 \sim \Lambda^2$$

$\Lambda$  est l'échelle d'énergie considérée (le cut-off).

$$m_H^2 = -2\mu^2 \longrightarrow \delta m_H^2 \simeq \Lambda^2$$

On remarque que la correction  $\delta m_H$  est indépendante de la masse du Higgs  $m_H$  (ce qui n'est pas naturel) et qu'elle diverge quadratiquement.

Ce problème ne se pose pas pour les fermions puisque,

$\delta m_f \simeq m_f^0 \ln \left( \frac{\Lambda}{m_f^0} \right)$ . Ici les corrections sont proportionnelles à  $m_f^0$ , (ce qui est naturel) et ne divergent que d'une manière logarithmique (lors des corrections radiatives).

- Par ailleurs, la structure du groupe associée au Modèle Standard,  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$  est un produit direct entre ces groupes. Donc il n'y a pas d'unification proprement dite entre les interactions dans ce modèle. Mais les mélanges des champs de jauge, électromagnétique et faible justifient l'appellation d'électrofaible donnée à la description de ces interactions. En plus, ce modèle ne fait pas mention de la force gravitationnelle qui fournit l'ultime pas vers l'unification.
- On note enfin, la présence dans le Modèle Standard de diagrammes linéairement divergents (non-renormalisables). Ce sont des boucles triangulaires de fermions ayant au moins un couplage axial avec les bosons de jauge. Pour éliminer ces anomalies chirales [3] on impose que

$$\sum_{\text{doublets}(L) \text{ de } SU(2)} \mathbf{Y} = 0.$$

Or cette condition est vérifiée dans le cas du Modèle Standard.

Le mécanisme de Higgs présente plusieurs scénarios pour générer les masses des fermions et des bosons (on pourra utiliser pour briser la symétrie un doublet, 2 doublets, un triplet...), lequel prendre?

Toutes ces questions montrent que le Modèle Standard n'est pas la théorie finale, et qu'il doit être considéré comme étant la limite à faible énergie d'une théorie plus fondamentale.

## 1.3 Extension Supersymétrique du Modèle Standard Minimal

On étudiera dans cette partie le rôle de la supersymétrie dans la physique des particules et on présentera les principales composantes du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) [6].

### 1.3.1 La supersymétrie

Une opération de supersymétrie est une opération qui transforme un fermion en un boson et vice-versa. Elle fournit donc un moyen de passer d'un spin à un autre. C'est une propriété absente dans toutes les opérations de symétrie connues. En effet les translations agissent indépendamment sur chaque composante spinorielle ou vectorielle d'un champ, alors que les transformations de Lorentz mélangent les différentes composantes d'un même champ et non des champs différents. Les transformations de jauge relient les différents éléments d'un même multiplet (ensemble de champs de même spin).

La supersymétrie [7] quant à elle relie des champs ayant des spins différents. Les générateurs de cette transformation spinorielle notée  $Q$  vérifient:

$$Q|F\rangle = |B\rangle \quad F = \text{Fermion}$$

$$Q|B\rangle = |F\rangle \quad B = \text{Boson}$$

Pour donner un cadre géométrique à cette transformation supersymétrique, A. Salam et J. Strathdee [8] ont introduit le concept de superchamps et la notion de super-espace qui n'est rien d'autre que l'espace-temps de Minkowski auquel ont été rajoutées deux dimensions de Grassman ( $\theta^a, \bar{\theta}_{\dot{a}}$ ). Les supermultiplets contiennent des composantes de différents spins (bosons, fermions). Ce sont les représentations irréductibles de la super-algèbre de Poincaré [9].

Un élément du supergroupe ainsi formé est donné par

$$g(x^\mu, w^{\mu\nu}, \theta^\alpha, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}) = \exp \left( i(x^\mu p_\mu + \frac{1}{2} w^{\mu\nu} M_{\mu\nu} + \theta^\alpha Q_\alpha + \bar{Q}_{\dot{\alpha}} \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}) \right).$$

L'objectif visé est de présenter l'extension supersymétrique du Modèle Standard Minimal. Dans ce modèle on utilisera essentiellement deux types de superchamps<sup>2</sup> [10]

\* Superchamps chiraux:  $\hat{\Phi} \equiv (S, \psi_L, F)$ .

où  $S, F$  sont deux champs complexes scalaires et  $\psi_L$  est un spineur complexe de Weyl.

\* Superchamps vectoriels:  $\hat{V}^a \equiv (\lambda_L^a, V^{\mu a}, D^a)$ .

$\lambda_L^a$ : spineur complexe de Weyl

$V^{\mu a}$ : champ de jauge sans masse.

---

2. ce sont des champs définis dans le super-espace,  $\hat{\Phi} = (x^\mu, \theta^\alpha, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}})$   
 $\hat{\Phi} = S + 2\theta\psi + \theta\theta F$ . Pour une représentation chirale du superchamps.

$D$  : champ scalaire auxiliaire

Le paramètre "a" prend les valeurs de 1 à 3.

#### 1.3.2 Particules du modèle MSSM

La supersymétrie associe à chaque fermion un boson. Donc le spectre de masse du modèle supersymétrique doit au moins doubler, puisque, jusqu'à maintenant, on n'a pas observé deux particules ayant tous leurs nombres quantiques identique sauf ceux de spin, et en plus si les masses des superpartenaires étaient les mêmes, on les aurait détectés.

Le modèle MSSM contient trois générations de quarks et de leptons comme dans le Modèle Standard, mais ces champs sont placés en supermultiplets chiraux avec leurs partenaires scalaires supersymétriques. Ils sont répertoriés comme suit:

- Les superchamps  $\hat{Q}_\alpha$  associés aux quarks de la famille  $\alpha$ . Ils sont formés par un doublet  $SU(2)_L$  :

$$Q = \begin{pmatrix} u_\alpha \\ d_\alpha \end{pmatrix}_L, \quad u_1 = u, \quad u_2 = c, \quad u_3 = t.$$

Leurs partenaires scalaires forment aussi un doublet de  $SU(2)_L$ .

$$\tilde{Q} = \begin{pmatrix} \tilde{u}_\alpha \\ \tilde{d}_\alpha \end{pmatrix}_L$$

- Les superchamps  $\hat{u}^c$  contiennent les antiquarks "up" d'hélicité droite  $\bar{u}_R$  et leur partenaires scalaires  $\tilde{u}_R^+$ . Ces partenaires supersymétriques sont appelés squarks,

- pour les leptons, on leur associe le superchamps  $\hat{L}$  qui contient les fermions d'hélicité gauche

$$L = \begin{pmatrix} \nu_f \\ f \end{pmatrix}_L \quad \text{et leurs partenaires supersymétriques.} \quad \tilde{L} = \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_f \\ \tilde{f}_L \end{pmatrix}$$

- on associera le superchamps  $\hat{R}_i^c$  aux anti-leptons d'hélicité droite  $\bar{l}_{iR}$  et leurs partenaires scalaires  $\tilde{l}_{iR}^+$ . Ces partenaires supersymétriques des leptons sont appelés slepton. (i indice associé à la famille considérée)

- Les partenaires supersymétriques des champs de jauge associés au groupe  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$  sont des champs fermioniques de Majorana. Dans le modèle MSSM on distingue les superchamps suivants :

- \*  $\hat{G}_a$ : le superchamp contenant les gluons,  $g_a$ , et leurs partenaires scalaires notés  $\tilde{g}_a$ , les gluinos.
- \*  $\hat{W}_i$ : qui contient les bosons de jauge  $W_i$  associés à  $SU(2)_L$ , et leurs partenaires supersymétriques,  $\tilde{W}_i$  (appelés winos).
- \*  $\hat{B}$ : relatif au champ de jauge de  $U(1)$  qui contient le champ  $B$  et son partenaire fermionique  $\tilde{B}$ , (appelé Binos).



	champ Bosonique	champ Fermionique
<b>Multiplets de Jauge</b>		
$SU(3)$	$g^a$	$\tilde{g}^a$ "gluinos"
$SU(2)$	$W^i$	$\tilde{W}^i$ "Winos"
$U(1)$	$B$	$\tilde{B}$ "Binos"
<b>Multiplets de matière</b>		
leptons et Sleptons	$\tilde{L}^j = (\tilde{\nu}, \tilde{e}_L^-)$	$(\nu, e^-)_L$
	$\tilde{R} = \tilde{e}_R^+$	$e_L^c$
quarks et Squarks	$\tilde{Q}^j = (\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	$(u, d)_L$
	$\tilde{U} = \tilde{u}_R^*$	$u_L^c$
	$\tilde{D} = \tilde{d}_R^*$	$d_L^c$
bosons de Higgs	$H_1^j$	$(\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_1^-)_L$
	$H_2^j$	$(\tilde{H}_2^+, \tilde{H}_2^0)_L$ "Higgsinos"

TAB. 1.3 – Champs contenus dans le modèle MSSM pour une génération de quarks et de leptons.

La supersymétrie doit être brisée car les masses des constituants d'un supermultiplet sont différentes ( il n'existe pas, par exemple, de boson ayant la même masse que l'électron ). Il faut donc chercher les partenaires supersymétriques à des masses plus élevées.

Le tableau 1.3 précédent présente les différents champs requis pour la construction du modèle MSSM, pour une génération donnée de quarks et de leptons.

### 1.3.3 Limites du MSSM

La présence de nombreux paramètres libres (137 paramètres dans le cas le plus général, ce nombre se réduit à 87 si on les considère tous réels) réduit fortement le pouvoir prédictif du modèle. Pour remédier à ce problème, on adopte à l'échelle de Planck les hypothèses phénoménologiques suivantes :

- 1- On associe à toutes les particules une masse universelle notée  $m_0$ .
- 2- On attribue une masse universelle identique aux jauginos  $\lambda_i$  notée  $m_{1/2}$

$$M_1 = M_2 = M_3 = m_{1/2} \quad (1.15)$$

- 3- Il existe des couplages bilinéaires et trilineaires universels pour les champs scalaires respectivement  $B_0$  et  $A_0$  (notés à l'échelle électrofaible B,A).

A l'échelle GUT, il y a unification des constantes de couplage des sous-groupes de jauge du Modèle Standard  $g_1, g_2, g_3$ :

$$g_3 = g_2 = \frac{5}{3}g_1 \quad (1.16)$$

### 1.3. Extension Supersymétrique du Modèle Standard Minimal

La normalisation de  $g_1$  est choisie de manière à obtenir la grande unification de  $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  en un groupe  $SU(5)$  ou  $SU(10)$ .

L'évolution de ces masses à une échelle quelconque  $Q$  obéit à la relation :

$$\frac{M_1}{\alpha_1} = \frac{M_2}{\alpha_2} = \frac{M_3}{\alpha_3}. \text{ où } \alpha_1 = \frac{5}{3} \frac{g_1^2}{4\pi}, \alpha_2 = \frac{g_2^2}{4\pi}, \alpha_3 = \frac{g_3^2}{4\pi} \quad (1.17)$$

La figure 1.1 montre l'évolution de l'inverse des constantes de couplage en fonction de l'échelle  $Q$ . Dans le cadre du MSSM, les constantes de couplages s'unifient à l'échelle GUT ( $Q_{GUT} \simeq 10^{16}$  GeV)

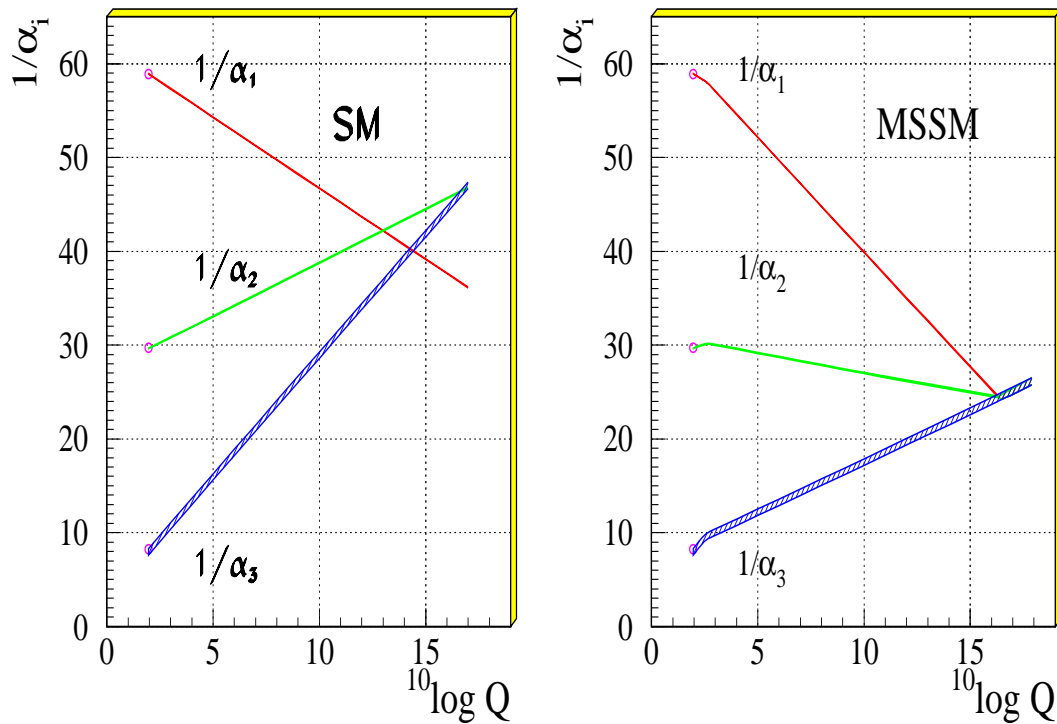


FIG. 1.1 – Evolution des constantes de couplage dans le cadre du MSSM (figure à droite) et dans le Modèle Standard (figure à gauche). L'unification des couplages est observé à l'échelle GUT dans le cadre du MSSM [11]

Pour établir les valeurs de ces paramètres à basse énergie, on utilise les équations du groupe de renormalisation (**RGE**) [12]. Dans le modèle MSSM il s'agit d'un système de 26 équations aux dérivées partielles dont les conditions aux limites sont fixées par les hypothèses phénoménologiques précédentes.

Par exemple, à l'échelle électrofaible la relation 1.15 prend la forme suivante.

$$\begin{cases} M_1 = \frac{5}{3} t g^2 \theta_w M_2 \\ M_3 = \frac{\alpha_s}{\alpha_{em}} M_2 \sin^2 \theta_w \end{cases}$$

Dans ce cadre le nombre de paramètres du modèle MSSM est réduit par conséquent à 6 :

$$m_0, M_2, A_0, \mu, \tan\beta \text{ et } B_0$$

La variable  $tg\beta = \frac{v_1}{v_2}$ , décrit le secteur de Higgs à deux doublets.

### 1.3.4 La R-parité

Dans une formulation plus générale, le lagrangien supersymétrique peut contenir des termes de la forme [13]

$$\lambda_1 \hat{L}^i \hat{L}^j \hat{R}_1^c + \lambda_2 \hat{L}^i \hat{Q}^j \hat{D}^c + \lambda_3 \hat{U}^c \hat{D}^c \hat{D}^c,$$

car ils sont invariants par une transformation supersymétrique. Mais ce type de termes fait intervenir des couplages qui violent soit le nombre leptonique soit le nombre barionique. Pour remédier à ce problème on fait intervenir un nouveau nombre quantique appelé R-parité défini comme suit:

$$R = (-1)^{3B+L+2s}$$

où B,L et s sont respectivement les nombre Barionique, Leptonique et de Spin.

Ce nombre quantique associe la valeur +1 aux particules réelles et la valeur -1 pour les particules supersymétriques. En postulant la conservation de la R-parité, on obtient les conséquences phénoménologiques suivantes:

- toutes les sparticules sont produites par paires,
- la sparticule la plus légère ne peut se désintégrer,
- la particule la plus légère doit être neutre.

### 1.3.5 conclusion

Dans la section précédente nous avons présenté le Modèle Standard Minimal qui décrit les interactions électromagnétiques, faibles et fortes. On a présenté ensuite une extension possible du Modèle Standard : Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal. On a mis l'accent sur la structure globale de ce modèle ainsi que sur les différents paramètres nécessaires pour le décrire.

Dans le chapitre suivant, on présentera les différents secteurs de masse du Modèle MSSM. On traitera surtout le secteur des Jauginos, objet d'un grand nombre de travaux de recherche. La recherche des charginos et des neutralinos auprès du collisionneur LEP, objet de ce mémoire vise donc la confirmation du modèle précédent.

# Bibliographie

- [1] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. Kane. The Higgs hunter's Guide. (1990), Springer Verlag.
- [2] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL et the LEP Electroweak Working Group et the SLD Heavy Flavour et Electroweak Groups. A combination of preliminary electroweak measurements et constraints on the standard model. *CERN-EP/2001-021*, 2001.
- [3] A. Bouquet, J. Haissinski et al. Au LEP, une Physique nouvelle ... La matière noire. *Ecole d'été de Physique des Particules GiF 89*, (1989).
- [4] P. Taxil. Bosons de Higgs au delà du Modèle Standard Minimal. *Ecole d'été de Physique des Particules GiF90*, (1990).
- [5] R. N. Mohapatra. Unification et supersymmetry: The frontiers of quarks lepton physics. (1990), Springer Verlag.
- [6] X. Tata. Supersymmetry : where it is et how to find it. *CH-511-833-95*, (1995).
- [7] J. Lykken. Introduction to Supersymmetry. *Fermilab-Pub-96/445-T*, (1996).
- [8] J. Strathedee A. Selem. *Nuclear Phys B*, 76, (1974).
- [9] L. Frappat, P. Sorba, A. Sciarrino. Dictionnary on Lie superalgebras. *ENS LAPP-AL-600*, (1996).
- [10] M. Drees. An introduction to Supersymmetry. *APCTP-96-05*, (1996).
- [11] W. de Boer et al U. Amaldi. *Phys. lett. B*, 260:447, 1991.
- [12] W. de Beor et al. Combined fit of low energy constraints to minimal supersymmetry et discovery potentiel at LEP II. *IEKP-KA-96-04*, (1996).
- [13] G.R. Farrar et P. Fayet. *Phys. lett. B*, 76:575, 1978.



# Chapitre 2

## Etude Phénoménologique

En vue de rechercher des particules supersymétriques ( $\tilde{\chi}_1^\pm$  et  $\tilde{\chi}_i^0 (i = 1, 2)$ ) produites par des collisions  $e^+ e^-$  dans l'expérience L3 à LEP, on s'intéressera dans cette partie à :

- L'étude des spectres des masses des particules Supersymétriques et leurs variations dans l'espace des paramètres du modèle Standard Supersymétrique Minimale (MSSM).
- L'étude paramétrique des sections efficaces de production des charginos et neutralinos

### 2.1 Etude des spectres des masses

On se limitera dans cette partie aux secteurs des **sfermions** et des **jauginos**

#### 2.1.1 Le secteur des sleptons

Les partenaires bosoniques des fermions reçoivent le nom du fermion affublé du préfixe s-. Ces particules s'appellent "sfermion". Les partenaires fermioniques des bosons reçoivent le nom du boson affublé du préfixe -ino. (voir tableau 1.3)

Dans le cas des sleptons, partenaires supersymétriques des leptons droits  $l_R$  et gauches ( $l_L$ ) le spectre des masses s'obtient en diagonalisant la matrice suivante [1]:

$$\begin{pmatrix} M_{\tilde{\ell}_L}^2 + m_\ell^2 & m_\ell(A_\ell + \mu \tan \beta) \\ m_\ell(A_\ell + \mu \tan \beta) & M_{\tilde{\ell}_R}^2 + m_\ell^2 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

où

- $M_{\tilde{\ell}_{L(R)}}$  est la masse acquise par les partenaires supersymétriques des leptons après brisure de la symétrie.
- $A_\ell$  est une constante de couplage trilinéaire correspondant à la génération du lepton.

Les états physiques des sleptons  $\tilde{l}_1^\pm$  et  $\tilde{l}_2^\pm$  sont des mélanges des états d'hélicité  $\tilde{l}_R^\pm, \tilde{l}_L^\pm$ . Ils sont reliés par la relation

$$\begin{cases} \tilde{l}_1 = \cos(\theta) \tilde{l}_L + \sin(\theta) \tilde{l}_R \\ \tilde{l}_2 = -\sin(\theta) \tilde{l}_L + \cos(\theta) \tilde{l}_R \end{cases} \quad (2.2)$$

où  $\theta$  représente l'angle de mélange entre ces états. Ce mélange est proportionnel à la masse du lepton considéré. On peut considérer qu'il est négligeable pour les deux premières familles.

Les masses des sfermions peuvent être exprimées en fonction des paramètres du MSSM sous une forme simple [2] à l'échelle électrofaible :

$$m_f^2 = m_f^2 + m_0^2 + a \times M_2^2 + b \times M_Z^2 \cos(2\beta) \quad (2.3)$$

a et b sont des constantes qui dépendent des nombres quantiques du sfermion considéré. Dans le cas des sleptons elles prennent les formes suivantes :

$$\begin{aligned} M_{\tilde{\nu}_\ell}^2 &= m_0^2 + \frac{1}{4}C_1 + C_2 + \frac{1}{2}M_Z^2 \cos 2\beta \\ M_{\tilde{\ell}_L}^2 &= m_0^2 + \frac{1}{4}C_1 + C_2 - \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W\right) M_Z^2 \cos 2\beta \\ M_{\tilde{\ell}_R}^2 &= m_0^2 + C_1 - \sin^2 \theta_W M_Z^2 \cos 2\beta \end{aligned} \quad (2.4)$$

avec  $C_1 = -\frac{2}{11}M_1^2(1 - \frac{\alpha_{GUT}^2}{\alpha_1^2})$  et  $C_2 = -\frac{3}{2}M_2^2(1 - \frac{\alpha_{GUT}^2}{\alpha_2^2})$ , et  $M_1 = \frac{5}{3}\tan^2(\theta_W)M_2$ .

### 2.1.2 Le secteur des jauginos

#### 1 - Les Gluinos ( $\tilde{g}$ ) :

Ils sont au nombre de huit, formant une octet de couleur et ont tous la même masse  $m_{\tilde{g}} = M_3$ .

#### 2 - Les Charginos $\tilde{\chi}_i^\pm, (i = 1, 2)$ :

Ce sont des fermions de Dirac issus du mélange entre les Winos (partenaires supersymétriques des bosons  $W^\pm$ ) et les Higgsinos chargés  $\tilde{H}_i^\pm$ . Le lagrangien de masse pour ce système est donnée par [3]

$$\mathcal{L}_m = -\frac{1}{2}(\psi^+ \psi^-) \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi^+ \\ \psi^- \end{pmatrix} + h.c \quad (2.5)$$

Où,  $\psi_j^+ = (-i\lambda^+, \psi_{H_2}^1)$ ,  $\psi_j^- = (-i\lambda^-, \psi_{H_1}^2)$ ,  $j = 1, 2$ .  $\lambda^\pm, \psi_{H_2}^1, \psi_{H_1}^2$  sont des spineurs associés aux Winos et aux Higgsinos chargés. La matrice  $X$  des masses est définie comme suit :

$$X = \begin{pmatrix} M_2 & M_w \sqrt{2} \sin \beta \\ M_w \sqrt{2} \cos \beta & \mu \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

La diagonalisation de cette matrice permet d'obtenir les états propres de masse des charginos. Cette opération est réalisée en utilisant deux matrices unitaires d'ordre deux,  $U$  et  $V$  choisies comme suit :

$$V X^+ X V^{-1} = U^* X X^T (U^{*-1}) = M_d^2, \text{ où } M_d \text{ est une matrice diagonale.}$$

Les états propres de masse des charginos sont donnés par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_i^+ &= V_{ij} \psi_j^+ \\ \tilde{\chi}_i^- &= U_{ij} \psi_j^- \quad i = 1, 2 \end{aligned} \quad (2.7)$$

On prend les conventions suivantes :

- les charginos avec charge négative sont considérées comme particules et celles avec une charge positive comme antiparticules.
- on donnera l'indice le plus faible à la particule la plus légère ;  $\tilde{\chi}_1^\pm$  prend généralement le nom 'LSCP' : particule supersymétrique chargée la plus légère.

Les valeurs propres de la matrice des masses sont données par :

$$M_{d_{1,2}}^2 = \frac{1}{2} \left[ (M_2^2 + \mu^2 + 2 M_w^2) \pm \sqrt{(M_2^2 + \mu^2 + 2 M_w^2)^2 - 4 M_w^4 \sin^2 \beta + 8 M_w^2 \mu M_2 \sin^2 2 \beta} \right] \quad (2.8)$$

et vérifient les relation suivantes :

$$M_{d_1} \times M_{d_2} = \mu M_2 - M_w^2 \sin(2 \beta) \quad (2.9)$$

$$M_{d_1}^2 + M_{d_2}^2 = M_2^2 + 2 M_w^2 + \mu^2 \quad (2.10)$$

- d'après la formule (2.9), on remarque que le produit des valeurs propres de cette matrice peut être négatif. Pour cette raison on définit les états de masse  $M_{\tilde{\chi}_i^\pm}$  comme suit :

$$\begin{aligned} M_{d_i} &= \eta_i M_{\tilde{\chi}_i^\pm} \\ \text{où } \eta_i &= \pm 1 \text{ et } M_{\tilde{\chi}_i^\pm} = |M_{d_i}| \end{aligned} \quad (2.11)$$

$\eta_i$  est un terme de phase, qui assure une valeur positive à la masse des charginos

- La somme des carrés des masses ne dépend pas de  $\beta$ , d'après la formule (2.10).
- Ces deux équations sont invariantes dans l'échange de  $M \leftrightarrow \mu$ .



La figure 2.1 représente dans le plan  $(M_2, \mu)$  les équimasses charginos respectivement pour deux valeurs de  $\tan\beta = 1$  et 40. Il faut noter que, dans le cas où  $|\mu \pm M_2| \gg M_Z$  les masses des charginos peuvent être approchées par la relation [4]:

$$M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \simeq M_2 - \frac{M_W^2 (M_2 + \mu \sin 2\beta)}{\mu^2 - M_2^2} \quad (2.12)$$

$$M_{\tilde{\chi}_2^\pm} \simeq |\mu| + \frac{M_W^2 (|\mu| + \frac{|\mu|}{\mu_2} \sin 2\beta)}{\mu^2 - M_2^2}$$

Dans cette limite, si  $M_2 \ll |\mu|$ , le chargino le plus léger est de type jaugino (wino) avec une masse  $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \simeq M_2$  (les courbes de niveaux deviennent parallèles et horizontales (figure 2.1), et le chargino le plus lourd est de type Higgsino avec  $M_{\tilde{\chi}_2^\pm} \simeq |\mu|$ . La situation est inversée dans le cas  $|\mu| \ll M_2$ . Par ailleurs, dans le cas où  $\mu \simeq -M_2$  et  $\tan\beta \simeq 1$ , les charginos deviennent dégénérés en masse ( $\tilde{\chi}_1^\pm \simeq \tilde{\chi}_2^\pm \simeq \sqrt{(M_2^2 + M_w^2)}$ )

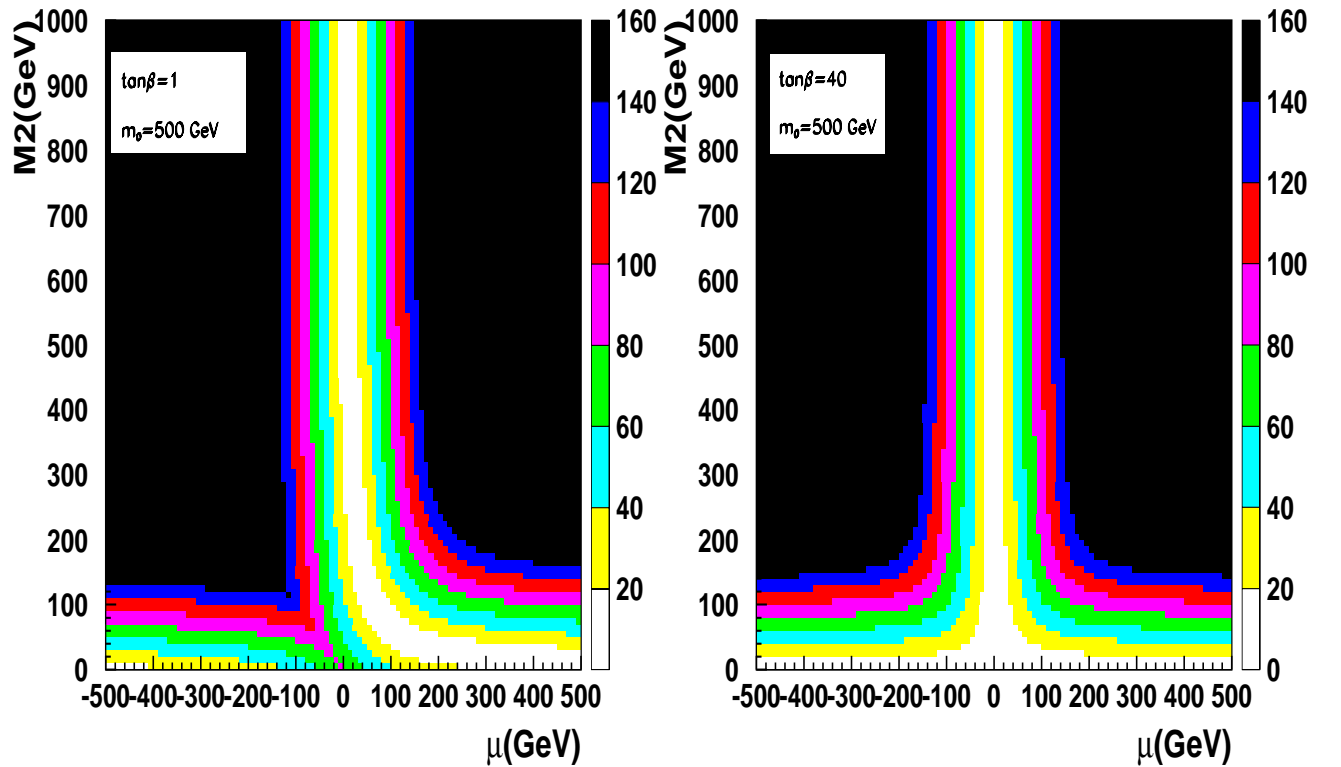


FIG. 2.1 – Courbes représentant les équimasses  $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  dans le plan  $(M_2, \mu)$  pour  $\tan(\beta)=1$  et  $\tan(\beta)=40$ .

### 3 - Les Neutralinos $\tilde{\chi}_j^0$ , (j=1,2,3,4) :

Ce sont des états de masse dûs au mélange entre les jauginos neutres : le Bino  $\tilde{B}$  partenaire supersymétrique du boson B associé à U(1), le Wino  $\tilde{W}_3$  partenaire supersymétrique du  $W_3$  l'un des trois bosons de jauge de SU(2) et les deux Higgsinos neutres  $\psi_{\tilde{H}_1^0}$  et  $\psi_{\tilde{H}_2^0}$ . Le lagrangien de masse dans ce cas est donné par [5] [6]:

$$\mathcal{L}_m = -\frac{1}{2}\psi_i^0 \mathbf{Y}_{ij} \psi_j^0 + \text{h.c.}, \quad (2.13)$$

$$\psi_i^0 = (-i\tilde{B}, -i\tilde{W}_3, \psi_{\tilde{H}_1^0}, \psi_{\tilde{H}_2^0}), \quad i = 1, \dots, 4$$

la matrice Y est exprimée dans la base  $(-i\tilde{B}, -i\tilde{W}_3, \psi_{\tilde{H}_1^0}, \psi_{\tilde{H}_2^0})$  comme suit :

$$Y = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_z \sin \theta_w \cos \beta & M_z \sin_w \sin \beta \\ 0 & M_2 & M_z \cos \theta_w \cos \beta & -M_z \cos \theta_w \sin \theta_w \\ -M_z \sin \theta_w \cos \beta & M_z \cos \theta_w \cos \beta & 0 & -\mu \\ M_z \sin \theta_w \sin \beta & -M_z \cos \theta_w \sin \beta & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Les paramètres  $M_1$  et  $M_2$  sont reliés, dans le cas du modèle MSSM contraint, par la relation suivante :

$$M_1 = \frac{5}{3} \tan^2 \theta_w M_2 \quad (2.15)$$

Les quatre états de masse propres de la matrice, obtenus par diagonalisation sont appelés neutralinos.

Il faut remarquer que les valeurs propres de cette matrice  $M_{d_i}^0$  (i=1,...,4) peuvent être négatives. En effet, on a les relations suivantes

$$\begin{aligned} \prod_{i=1}^4 M_{d_i}^0 &= -\frac{1}{3} \mu M_2 \tan^2 \theta_w (5 M_2 \mu - 8 M_w^2 \sin(2\beta)) \\ \sum_{i=1}^4 M_{d_i}^2 &= ((\frac{5}{3} \tan \theta_w)^2 + 1) M_2^2 + 2\mu^2 + 2M_z^2 \end{aligned} \quad (2.16)$$

La première relation montre qu'au moins l'une des masses propres des neutralinos peut être nulle dans les cas où ( $\mu = 0$ ,  $M_2 = 0$  ou  $M_2 \mu = \frac{8}{5} M_w^2 \sin(2\beta)$ ). Comme pour les charginos,  $M_{\tilde{\chi}_i^0} = |M_{d_i}^0|$ . La matrice (Y) étant réelle et symétrique, les valeurs propres sont réelles. La diagonalisation [3] est effectuée en utilisant une matrice unitaire  $4 \times 4$  notée  $N'$  définie comme :

$$M_l \delta_{lk} = \eta_l N'_{lm} N'_{kn} Y_{mn} \quad (2.17)$$

$\eta_i = \pm 1$ , (pour assurer que les valeurs propres soient positives). Les états propres  $\tilde{\chi}_i^0$  sont donnés par

$$\begin{aligned}\tilde{\chi}_i^0 &= N'_{ij} \psi_j^0, j = 1, \dots, 4 \\ \psi_j^0 &= (-i\tilde{B}, -i\tilde{W}_3, \psi_{\tilde{H}_1^0}, \psi_{\tilde{H}_2^0})\end{aligned}\quad (2.18)$$

La combinaison linéaire des  $\tilde{B}, \tilde{W}_3$  et des deux Higgsinos neutres  $\tilde{\psi}_{H_1^0}$  et  $\tilde{\psi}_{H_2^0}$  donne quatre états neutres ( $\tilde{\chi}_i^0, i = 1, 4$ ) rangés par ordre croissant de masse. Le calcul des masses des neutralinos a été effectué en diagonalisant analytiquement la matrice de masse.

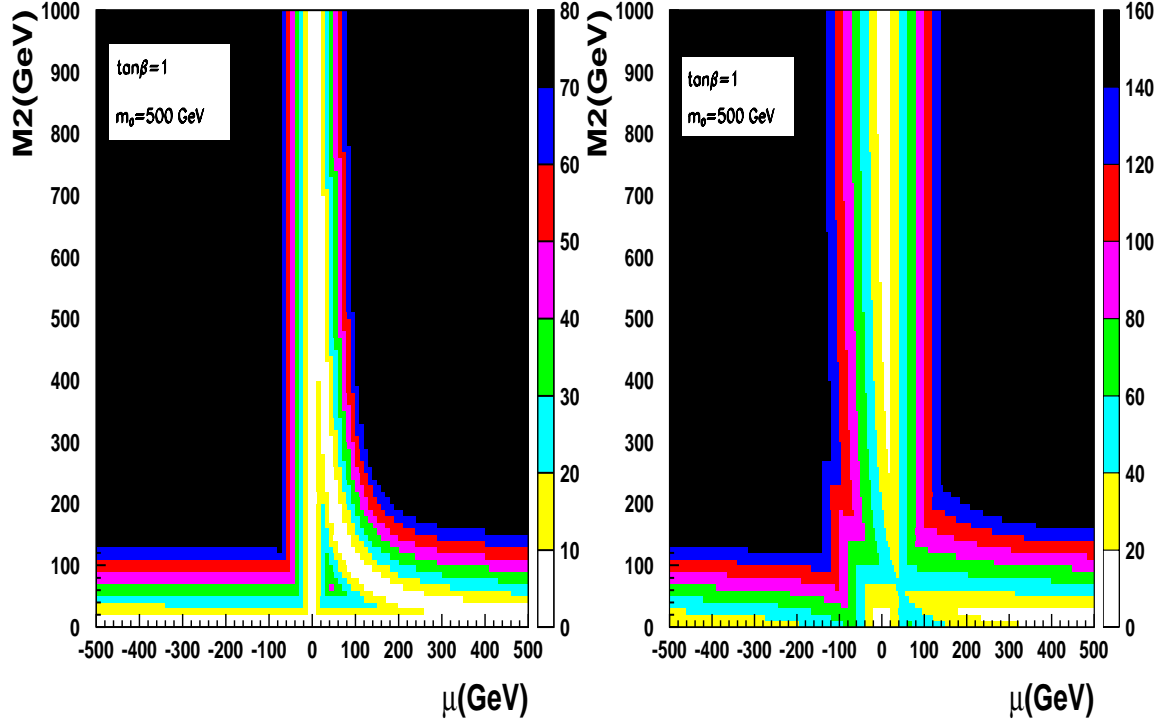


FIG. 2.2 – Variation  $M_{\tilde{\chi}_1^0}$  (Gauche) et de  $M_{\tilde{\chi}_2^0}$  (Droite) dans le plan  $(M_2, \mu)$  pour  $\tan(\beta)=1$ .

Le neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  prend en général le nom de LSP (particule supersymétrique la plus légère). Il est présenté dans plusieurs études comme étant le constituant de "la matière noire" [7].

Dans la limite  $|\mu \pm M_2|, |\mu \pm M_1| \gg M_Z$ , les masses des neutralinos peuvent être approchées par la relation [4]:

$$\begin{aligned}M_{\tilde{\chi}_1^0} &\simeq M_1 - \frac{M_Z^2 \sin^2 \theta_w (M_1 + \mu \sin 2\beta)}{\mu^2 - M_1^2} \\ M_{\tilde{\chi}_2^0} &\simeq M_2 + \frac{M_Z^2 \cos^2 \theta_w (M_2 + \mu \sin 2\beta)}{\mu^2 - M_2^2} \\ M_{\tilde{\chi}_3^0} &\simeq |\mu| + \frac{M_Z^2 (1 - \frac{|\mu|}{\mu} \sin 2\beta) (|\mu| + M_1 \cos^2 \theta_w + M_2 \sin^2 \theta_w)}{2(|\mu| + M_1)(|\mu| + M_2)} \\ M_{\tilde{\chi}_4^0} &\simeq |\mu| + \frac{M_Z^2 (1 + \frac{|\mu|}{\mu} \sin 2\beta) (|\mu| - M_1 \cos^2 \theta_w - M_2 \sin^2 \theta_w)}{2(|\mu| - M_1)(|\mu| - M_2)}\end{aligned}\quad (2.19)$$

A l'instar des charginos, on peut distinguer deux scénarios intéressants:

- $|\mu| \gg M_2$ : Le neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  le plus léger est de type jaugino et le spectre de masse est régi par :  $2M_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq M_{\tilde{\chi}_2^0} \simeq M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \simeq M_2$  (cf. figure 2.2)
- $|\mu| \ll M_2$ : Le neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  est de type Higgsino. En plus, le chargino devient dégénéré avec la LSP.

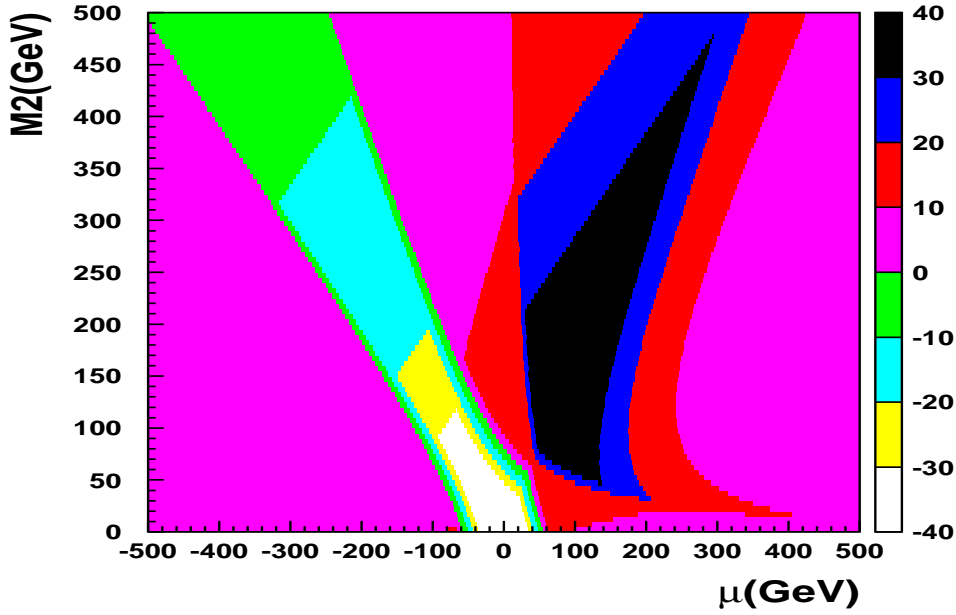


FIG. 2.3 – Variation de la différence de masse entre le  $\tilde{\chi}_2^0$  et le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  dans le plan  $(M_2, \mu)$  pour  $\tan(\beta)=1$ .

Par ailleurs, La hiérarchie des masses entre les charginos et les neutralinos légers est très importante puisque lors de la désintégration du chargino par exemple, elle peut conduire à des cascades. Un cas typique est la situation où le  $\tilde{\chi}_2^0$  est plus léger que le chargino  $\tilde{\chi}_1^\pm$ . Dans cette hypothèse le chargino peut se désintégrer via un  $W$  en un  $\tilde{\chi}_2^0$  qui se désintègre à son tour. La figure 2.3 représente la variation de la différence de masse entre le  $\tilde{\chi}_2^0$  et le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  dans le plan  $(M_2, \mu)$  pour  $\tan\beta=1$ . La région où  $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} > M_{\tilde{\chi}_2^0} > M_{\tilde{\chi}_1^0}$  est importante pour  $M_2 \sim -\mu$ . Pour  $\mu > 0$ , lorsque le chargino est plus léger que le neutralino ( $\tilde{\chi}_2^0$ ), la désintégration  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow W^\mp \tilde{\chi}_1^\pm$  serait possible.

### 2.1.3 Section efficace de production des charginos

On s'intéresse dans cette partie aux charginos produits par des réaction d'annihilation  $e^+ e^-$ . Dans cette voie, ils sont produits par paires selon deux diagrammes (figure 2.4) :

- \* par échange d'un  $\gamma$  ou d'un  $Z$  dans la voie s. Dans ce cas le chargino peut être de type Higgsino ou de type jaugino.

\* par échange d'un sneutrino  $\tilde{\nu}_e$  dans la voie t. Dans ce cas le chargino est de type jaugino principalement. La contribution de ce diagramme intervient seulement pour des masses de sneutrino accessibles cinématiquement, donc à faible  $m_0$ .

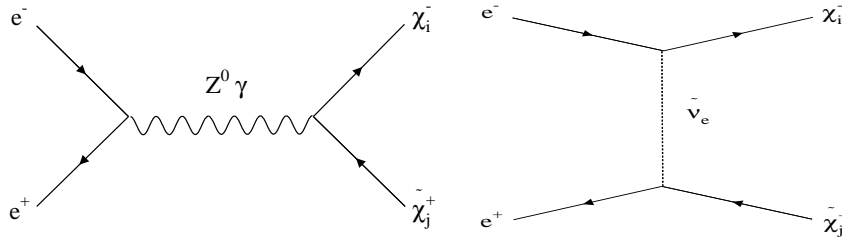


FIG. 2.4 – Mécanismes de production des charginos à partir de l'annihilation ( $e^+ e^-$ ).

Le terme d'interférence de ces deux diagrammes est négatif [8]. Donc pour un chargino de type Higgsino, la contribution destructive n'intervient pas. Par contre pour des charginos de type jaugino (zone jaugino :  $M_2 \ll \mu$  et sneutrino léger) et pour la même masse du chargino produit, la section efficace peut diminuer de plusieurs ordres de grandeur (figure 2.5).

Les figures 2.5 représentent la variation de la section efficace de production des charginos  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  pour  $\sqrt{s} = 208$  GeV dans le plan  $(M_2, \mu)$ , pour  $\tan\beta = 1$  et pour deux valeurs de  $m_0$  :

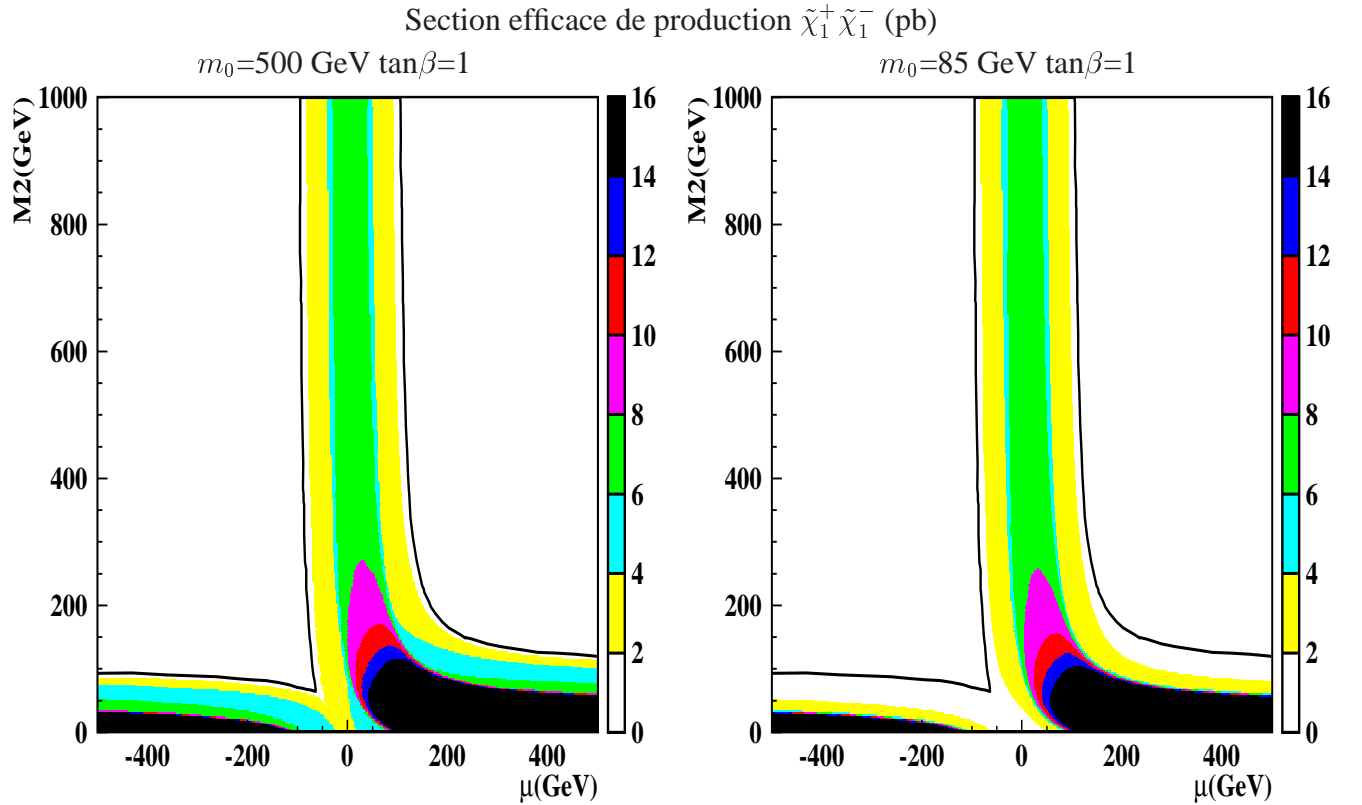


FIG. 2.5 – Variation de la section efficace de production des charginos  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  pour  $\sqrt{s} = 208$  GeV dans le plan  $M_2, \mu$  pour  $\tan\beta = 1$ . Le trait plein en noire délimite la zone où ce processus est permis cinématiquement.

$m_0 = 500$  GeV et 85 GeV. La section efficace est maximale dans la région jaugino ( $M_2 \ll |\mu|$ ). Elle est supérieure à 3 pb dans une grande partie de l'espace des paramètres, sauf lorsque la masse du chargino approche la limite cinématique.

### 2.1.4 Section efficace de production des neutralinos

Comme pour l'étude des charginos, on s'intéresse particulièrement à la production des neutralinos légers  $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ . Les neutralinos étant des états mélanges de photino, zino et Higgsinos ( $\tilde{H}_a \tilde{H}_b$ ). Ils sont produits par échange d'un Z dans la voie s et par échange d'un s-electron dans la voie t. Dans ce dernier cas les neutralinos produits sont de type photino ou zino. Les diagrammes de production des neutralinos sont donnés dans la figure 2.6.

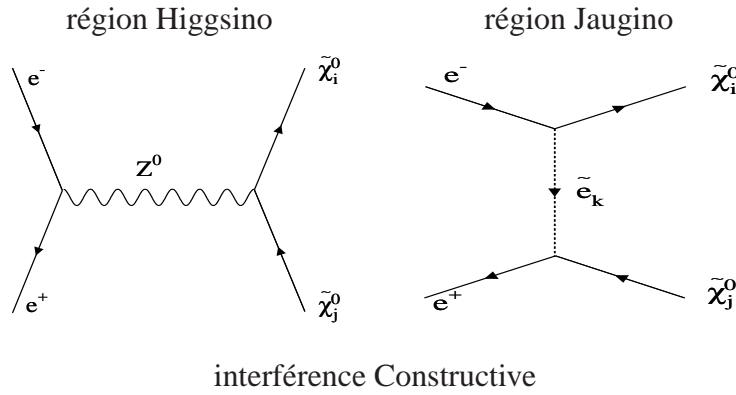


FIG. 2.6 – Diagrammes de production des neutralinos

Ces deux diagrammes interfèrent constructivement [9] si les neutralinos sont de type jaugino ou un état mélange, mais cette contribution est de l'ordre 0.1 pb lorsqu'elle est permise. Les figures 2.7 représentent la variation de la section efficace de production des neutralinos  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$  dans le plan  $M_2, \mu$  pour  $\tan\beta = 1$  et  $\sqrt{s} = 208$  GeV, pour deux valeurs possibles :  $m_0 = 500$  GeV et  $m_0 = 85$  GeV. On constate que

- pour,  $M_2 \gg |\mu|$   
les deux neutralinos  $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^0$  sont de type Higgsino, la contribution du canal t est négligeable. La production par échange d'un Z dans la voie s est dominante.
- $M_2 \ll |\mu|$   
les deux neutralinos  $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^0$  sont de type jaugino et la production dans la voie t est dominante pour des faibles masses du s-électron. La section efficace augmente lorsque la masse des s-electrons diminue (figure 2.7). Pour des faibles  $m_0$ , la section efficace a augmenté de plusieurs ordres de grandeur, particulièrement à faible  $M_2$ .
- $M_2 \sim -\mu$   
Le neutralino  $\tilde{\chi}_2^0$  est pur Higgsino et le  $\tilde{\chi}_1^0$  est pur photino. Dans cette situation, la production peut être complètement interdite, c'est pour cette raison que la section efficace de production dans ce cas est indépendante de  $m_0$ .

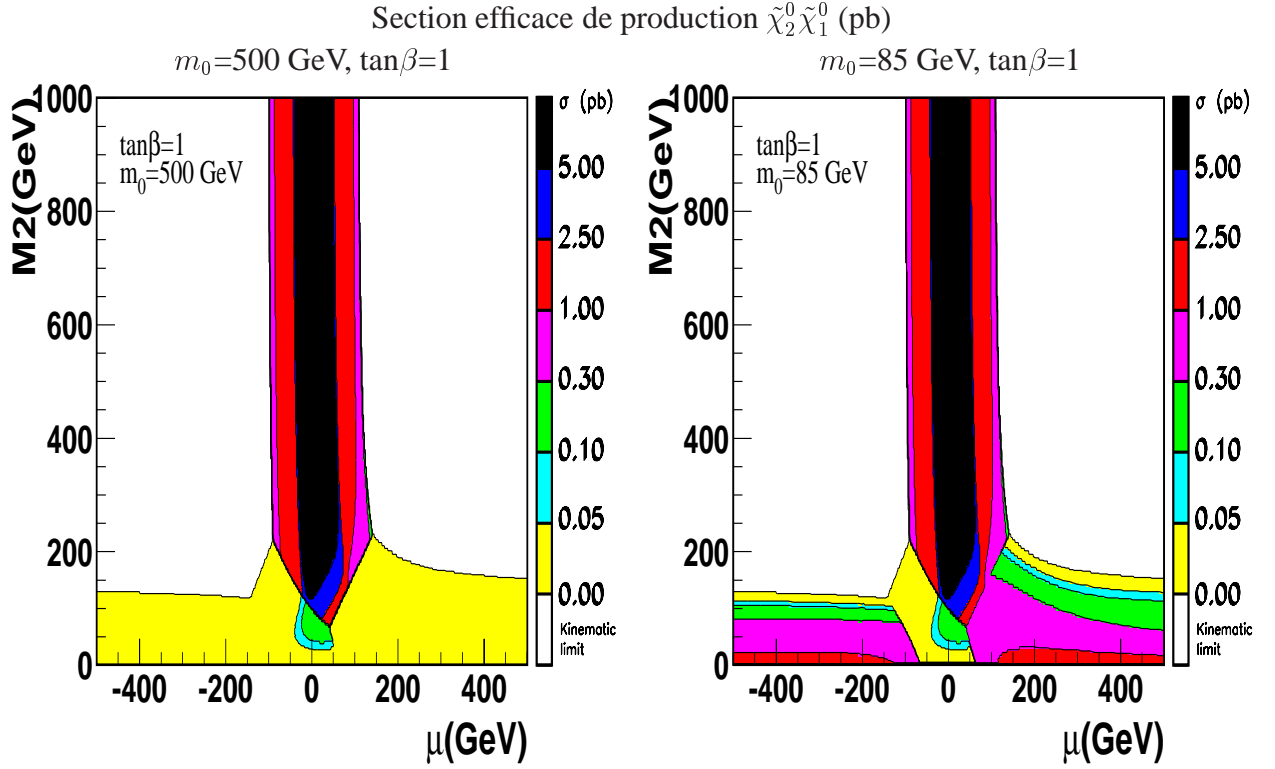


FIG. 2.7 – Section efficace de production des neutralinos  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$  à  $\sqrt{s} = 208$  GeV.

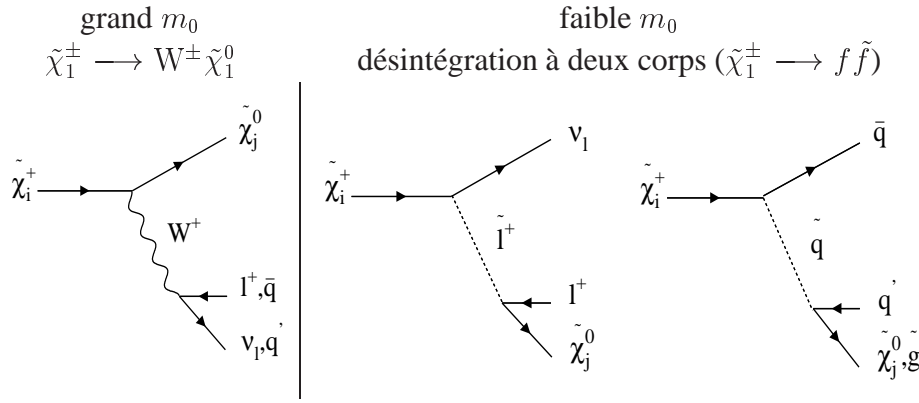
### 2.1.5 Canaux de désintégration et rapports d'embranchement des charginos

Cette partie sera consacrée à l'étude des modes de désintégration et des rapports d'embranchement des charginos, objet de notre recherche auprès du détecteur L3. En effet la signature expérimentale peut changer d'une manière très importante suivant la composition en champ des particules supersymétriques. On cherchera à déterminer quelles sont les principales topologies nécessaires pour une analyse de type exclusive.

Les principaux diagrammes de désintégration sont représentés dans la figure 2.8 et se répartissent en deux catégories :

- désintégration via un  $W^\pm$  (à trois corps)
- désintégration via un sfermion (à deux corps). Pour cette configuration une composante wino dans l'état du chargino est nécessaire.

Le chargino peut se désintégrer aussi en un Higgs chargé et un neutralino. Ce scénario est très défavorisé au LEP puisque la limite expérimentale sur la masse des Higgs chargés est élevée. En effet, la limite inférieure [10] sur cette masse est de 78.6 GeV.


 FIG. 2.8 – diagrammes de désintégration du  $\tilde{\chi}_1^\pm$ 

### 2.1.5.a Les rapports d'embranchement des charginos à faible $m_0$

Pour les faibles valeurs du paramètre  $m_0$  (variable fortement corrélée aux masses des sfermions), les masses des sfermions deviennent cinématiquement accessibles et la désintégration en deux corps serait permise.

La principale conséquence est l'augmentation du rapport d'embranchement leptonique qui peut atteindre 60% dans la zone jaugino.

- Si le chargino est de type Higgsino, la désintégration en deux corps devient interdite et on retrouve les valeurs prévues par la désintégration du W.

La figure 2.9 représente la variation de la somme des rapports d'embranchement des charginos en  $(e\nu\tilde{\chi}_1^0)$  et  $(\mu\nu\tilde{\chi}_1^0)$ . On observe bien que la topologie leptonique est dominante pour des charginos de type jaugino. Dans ce cas, la signature expérimentale serait principalement deux leptons et de l'énergie manquante.

- Dans la région Higgsino on retrouve bien les  $\sim 20\%$  prévus par la désintégration du W en  $(e, \mu)$ .
- Pour la région intermédiaire, la hiérarchie des masses peut changer. Par exemple dans la région  $-60 < \mu < 0$  et  $M_2 < 120$  GeV, le  $\tilde{\chi}_2^0$  devient plus léger que les sleptons et dans ce cas le chargino se désintègre principalement en  $l, \nu_l$  et  $\tilde{\chi}_2^0$ ; ce dernier se désintègre à son tour en deux fermions plus de l'énergie manquante.

Deux scénarios sont possibles, soit que le  $\tilde{\chi}_2^0$  se désintègre en invisible (figure 2.10) et dans ce cas on n'a pas de changement dans la signature expérimentale, soit qu'il part en visible et on aura principalement une signature du signal de type plusieurs leptons et de l'énergie manquante ou éventuellement deux leptons isolés et plusieurs jets si la différence de masse entre le  $\tilde{\chi}_2^0$  et le slepton est suffisante d'un point de vue cinématique.



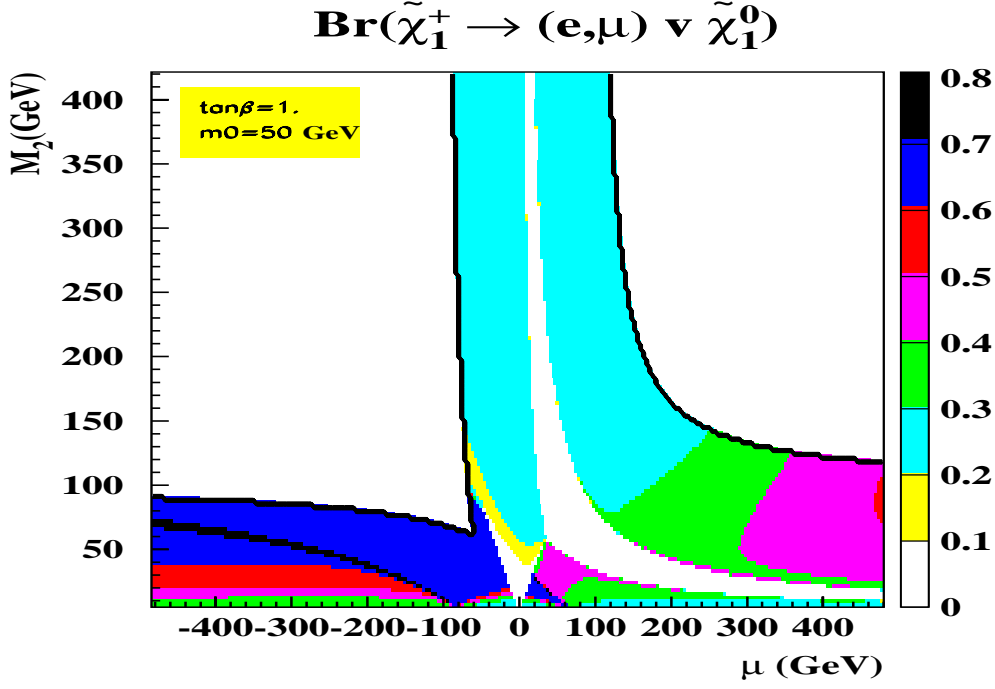


FIG. 2.9 – Rapport d’embranchement des charginos en  $e\nu\tilde{\chi}_1^0$  plus  $\mu\nu\tilde{\chi}_1^0$  dans le plan  $(M_2, \mu)$

### 2.1.5.b Les rapports d’embranchement des charginos pour grand $m_0$

Pour grand  $m_0$ , la masse des sfermions est très élevée et la désintégration du chargino à deux corps devient interdite. Dans ce cas les rapports d’embranchement du chargino sont alors ceux du  $W$  dans un large domaine de variation de  $\Delta M$ <sup>1</sup>.

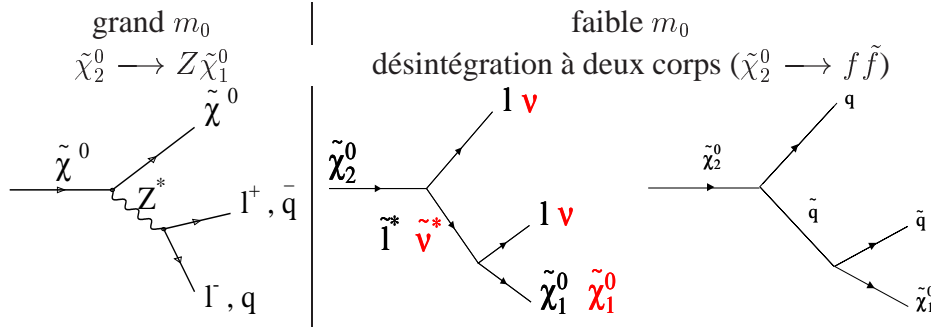
Si  $\Delta M$  devient faible, en-dessous de 3 GeV, les voies leptoniques deviennent dominantes et plus la différence de masse est faible plus les largeurs de désintégration des charginos en particules plus légères sont élevées.

En résumé, les signatures du signal  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  dans ce cas sont : quatre jets plus énergie manquante, deux leptons plus énergie manquante et deux jets, un lepton isolé et de l’énergie manquante. Par ailleurs, lorsque la masse  $\tilde{\chi}_2^0$  est inférieure à celle du  $\tilde{\chi}_1^\pm$ , on observe une désintégration en cascade dans laquelle le chargino se désintègre en  $W$  et un  $\tilde{\chi}_2^0$ , qui se désintègre à son tour, et la signature expérimentale devient plus complexe.

### 2.1.6 Désintégrations et rapports d’embranchement du neutralino $\tilde{\chi}_2^0$

Les diagrammes de désintégration du neutralino  $\tilde{\chi}_2^0$  dépendent fortement de sa composition. Comme les neutralinos sont généralement un mélange des états photino, zino, et Higgsinos ( $\tilde{H}_a, \tilde{H}_b$ ), tous les modes de désintégration sont possibles lorsqu’ils sont cinématiquement permis, mais les taux d’embranchement varient suivant l’intensité des couplages relatifs. Les principaux modes de désintégration sont représentés dans les figures 2.10 et 2.11.

1.  $\Delta M$  est défini ici comme étant la différence de masse entre le chargino  $\tilde{\chi}_1^\pm$  et le neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$


 FIG. 2.10 – Diagrammes de désintégration du  $\tilde{\chi}_2^0$ 

On peut distinguer les désintégrations suivantes :

– **désintégration via un  $Z$  :**

C'est un diagramme à trois corps, dominant lorsque le neutralino est de type Higgsino. Si le neutralino est purement jaugino, ce type de diagramme est interdit.

$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + Z$  et le  $Z$  se désintègre en un fermion et antifermion. Les rapports d'embranchement sont les suivants : deux jets et énergie manquante 70%, deux leptons et énergie manquante 10% et en invisible ( $\nu\bar{\nu}$ ) 20%.

– **désintégration via un  $W$  :**

Pour certaines valeurs des paramètres supersymétriques on peut observer que le chargino est plus léger que le neutralino  $\tilde{\chi}_2^0$ . Dans ce cas le  $\tilde{\chi}_2^0$  peut se désintégrer en un chargino  $\tilde{\chi}_1^\pm$  et un  $W^\pm$  ( $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm + W^\pm$ ). Le boson  $W^\pm$  se désintègre en un fermion et antifermion selon ses propres rapports d'embranchement et le chargino se désintègre à son tour, via un  $W$  à grand  $m_0$  par exemple. On aura alors une signature expérimentale de type quatre fermions et énergie manquante.

– **désintégration via un Higgs :**

Ce type de scénario comme pour le cas des charginos, dépend de la masse du Higgs. le neutralino doit être suffisamment lourd pour permettre ce type de cascade, par exemple  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + h^0$  et  $h^0 \rightarrow f\bar{f}$ . La signature expérimentale est principalement deux jets et de l'énergie manquante.

– **désintégration radiative :**

Dans certaines régions de l'espace des paramètres, le  $\tilde{\chi}_1^0$  est purement photino et le  $\tilde{\chi}_2^0$  est purement Higgsino ou l'inverse. Dans ce cas les différents types de désintégration présentés deviennent interdites et la désintégration radiative sera dominante (figure 2.11).

### 2.1.6.a Les rapports d'embranchement du neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ pour faible $m_0$

Pour cette configuration, les sfermions peuvent être cinématiquement accessibles dans une grande partie de l'espace des paramètres (région jaugino) et les désintégrations à deux corps sont permises:  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{f} + f$ . On observe alors une augmentation significative des rapports d'embranchement leptoniques et invisibles. Dans la zone Higgsino ( $M_2 \gg \mu$ ) les sfermions sont lourds, et donc cette topologie devient interdite.

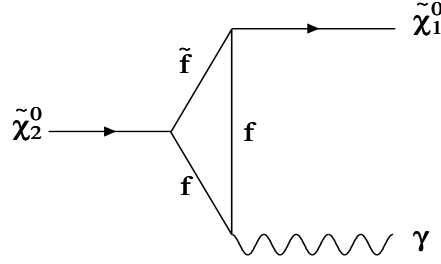
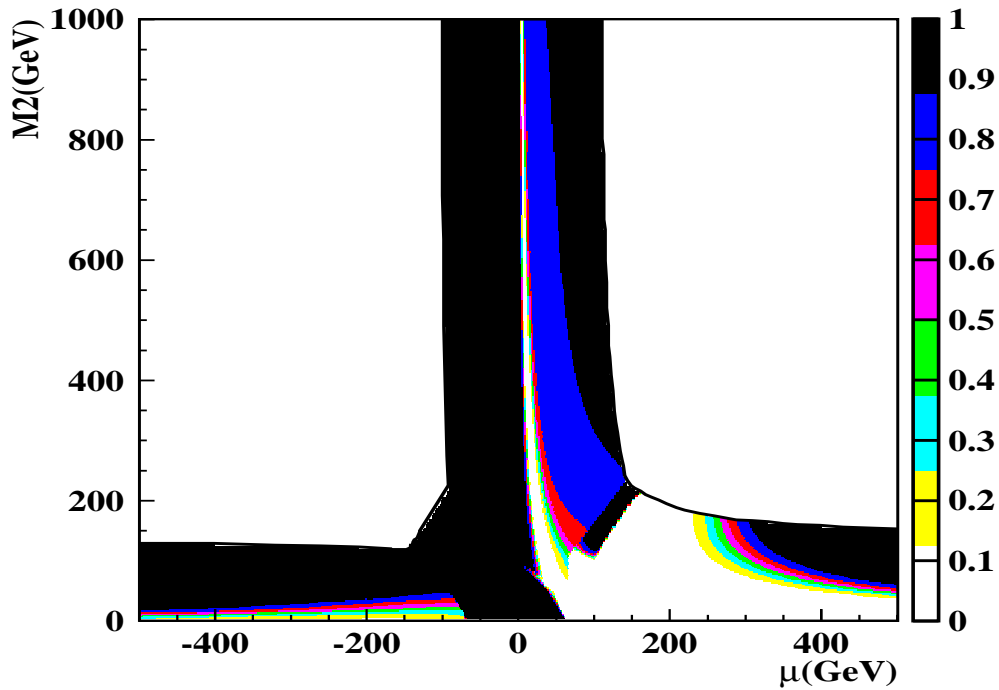


FIG. 2.11 – Un des digrammes de désintégration radiative des neutralinos [11]

### 2.1.6.b Les rapports d’embranchement du neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ pour grand $m_0$

La désintégration à deux corps est interdite puisque les sfermions sont lourds, et le  $\tilde{\chi}_2^0$  se désintègre via un  $Z$  et un neutralino dans une grande partie de l’espace des paramètres. Dans ce cas les rapports d’embranchement ainsi que les topologies sont ceux du  $Z$ .

La figure 2.12 représente l’évolution de la somme du rapport d’embranchement du  $\tilde{\chi}_2^0$  via un  $Z$  et le rapport d’embranchement radiatif. On observe que ces deux types de désintégration sont dominants dans une grande partie de l’espace des paramètres. Dans la région jaugino et  $\mu$  positive, ce rapport d’embranchement devient inférieur à 10 %. Le  $\tilde{\chi}_2^0$  se désintègre principalement en  $W^\pm$  et en un chargino  $\tilde{\chi}_1^\pm$ .


 FIG. 2.12 – Rapport d’embranchement du  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow (Z \text{ ou } \gamma) + \tilde{\chi}_1^0$  dans le plan  $(M_2, \mu)$  pour  $\tan\beta=1$  et  $m_0=500$  GeV.

### 2.1.7 Etude des différences de masses $\Delta M = M_{susy} - M_{LSP}$

Il est nécessaire dans une étude expérimentale de définir les observables physiques et de les relier d'une manière simple aux paramètres efficaces du modèle. L'observable physique qui peut être mesurée expérimentalement est la différence de masses  $\Delta M = M_{susy} - M_{LSP}$ . En effet, dans des réactions de désintégration du type  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow l^+ l^- \tilde{\chi}_1^0$  par exemple, la variable  $M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$  représente la valeur maximale de la masse invariante des dileptons.

$$0 \leq m_{l^+ l^-} \leq |M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0}|. \quad (2.20)$$

Le paramètre  $\Delta M$  permet d'estimer l'énergie manquante lors des désintégrations des particules supersymétriques. Ce qui permet de le relier, au niveau expérimental, à l'énergie collectée dans le détecteur. Par ailleurs, il faut noter que la détection est d'autant plus difficile que la différence de masses est faible. Les figures 2.13 et 2.14 représentent respectivement les équimasses  $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$  et  $M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$  dans le plan  $(M_2, \mu)$  pour deux valeurs de  $\tan\beta$  :  $\tan\beta=1$  et  $\tan\beta=40$ . On peut noter que les spectres de masses sont presque indépendants du signe de  $\mu$  à grand  $\tan\beta$ . Par ailleurs, on constate que pour une masse de chargino  $\tilde{\chi}_1^\pm$  (ou neutralino  $\tilde{\chi}_2^0$ ) fixée et un  $\Delta M$  donné, il existe au moins deux solutions correspondants respectivement à  $\mu$  positif et  $\mu$  négatif.

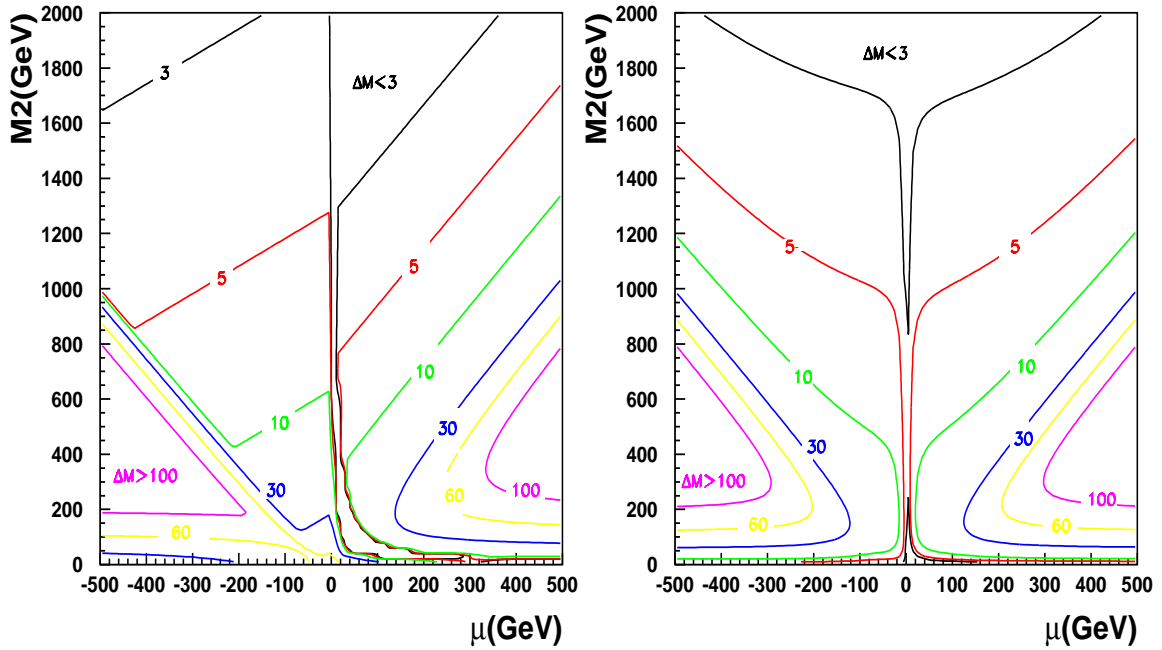


FIG. 2.13 – Variation des  $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$  dans le plan  $(M_2, \mu)$  pour  $\tan(\beta)=1$ . (gauche) et  $\tan(\beta)=40$  (droite)

Dans un processus  $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  étudié à une énergie du centre de masse  $\sqrt{s}$  donnée ( $\sqrt{s}=200$  GeV par exemple), la masse maximale des charginos cinématiquement accéssible ne peut pas dépasser  $\frac{\sqrt{s}}{2}$  (100 GeV dans le cas de cet exemple). Si on suppose que le chargino a une masse supérieure à 90 GeV, quelle serait la masse minimale du neutralino le plus léger ?

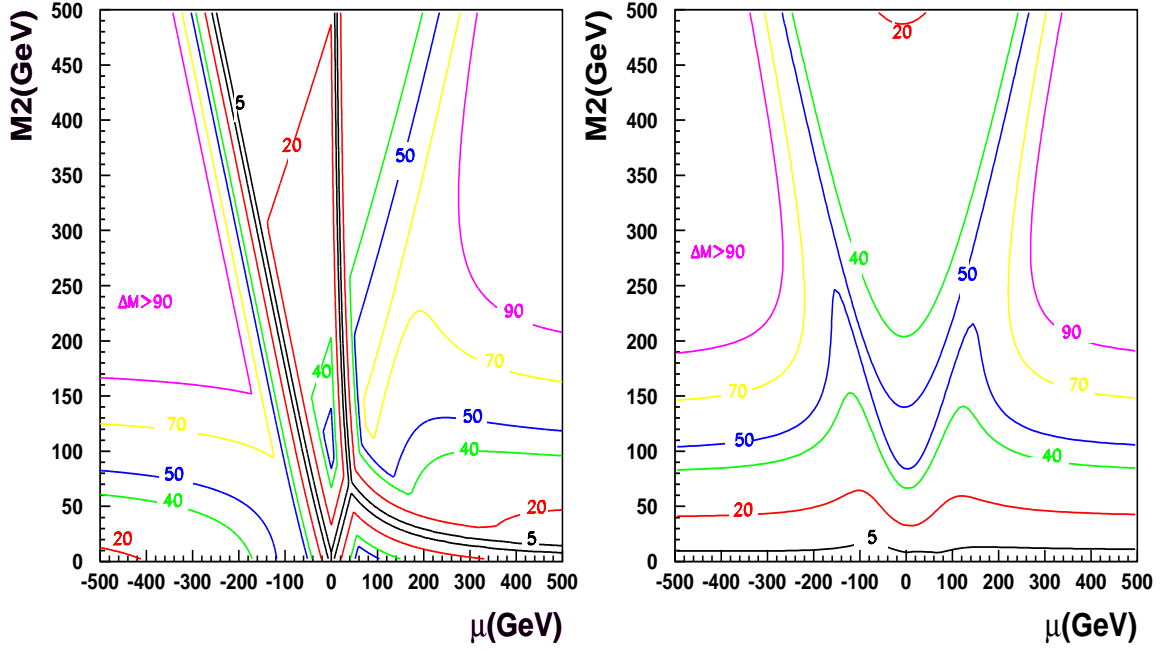


FIG. 2.14 – Variation des  $M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$  dans le plan  $(M_2, \mu)$   $\tan(\beta)=1$ . (gauche) et  $\tan(\beta)=40$  (droite)

La figure 2.15 représente la masse  $\tilde{\chi}_1^0$  minimale pour une masse de chargino supérieure à 90 GeV (courbe pleine) et à 100 GeV (courbe pointillée). La valeur la plus faible est obtenue pour  $\tan\beta$  égal à 1. Au-dessus de  $\tan\beta=1$ , les équimasses chargino et celle du neutralino le plus léger sont symétriques par un changement  $\tan\beta$  en  $1/\tan\beta$ .

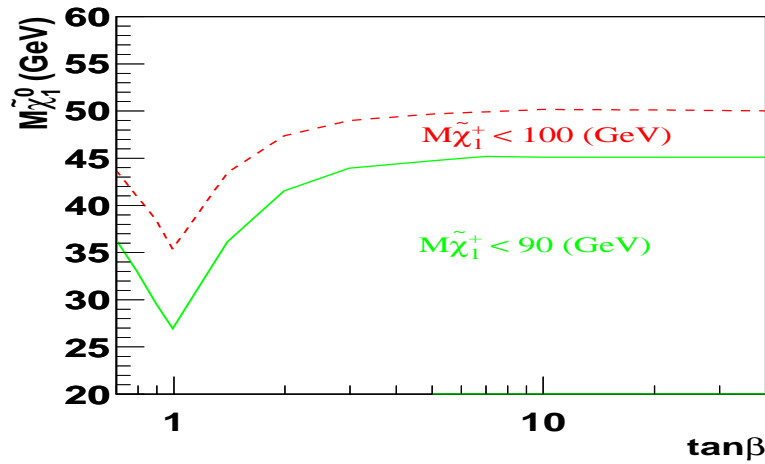


FIG. 2.15 – La valeur minimale obtenue pour la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$  pour  $\tilde{\chi}_1^\pm > 90$  GeV (courbe pleine)  $\tilde{\chi}_1^\pm > 100$  GeV (courbe en pointillée)

Cette étude a pour but la détermination dans le modèle MSSM contraint ( $M_1 = \frac{5}{3}tg^2\theta_w M_2$  et  $M_3 = \frac{\alpha_s}{\alpha_{em}}M_2 \sin^2\theta_w$ ), des gammes de  $\Delta M$  qui seront accessibles expérimentalement pour une énergie dans le centre de masse donnée. En effet, pour une analyse charginos  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  à  $\sqrt{s}=200$  GeV, la valeur maximale de  $\Delta M=M_{\tilde{\chi}_1^\pm}-M_{\tilde{\chi}_1^0}$  prévue par le modèle MSSM contraint

est de l'ordre de 65 GeV (cf figure 2.15).

### 2.1.8 Résumé

Aux énergies obtenues à LEP2, la section efficace de production des charginos les plus légers  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  peut être de l'ordre de 1 à 10 pb. Donc pour une luminosité de  $100 \text{ pb}^{-1}$  et une efficacité typique (cf chapitre 4) de 50 %, on s'attend à observer entre 50 et 500 événements signal. Mais la discrimination du signal par rapport aux fonds standards peut être difficile dans certaines conditions. On citera ici les cas les plus typiques.

Dans le cas où le chargino serait de type Higgsino ( $M_2 \gg |\mu|$ ), la différence de masse entre le chargino et le neutralino peut être inférieure à 5 GeV et l'identification des particules produites lors de la désintégration des charginos devient alors très difficile. Ce cas de figure (dégénérescence des masses) survient également dans la région gaugino ( $|\mu| \gg M_2$ ) à faible  $m_0$ . En effet la différence de masse entre le chargino et le sneutrino est inférieure à quelques GeV et la section efficace de production des charginos est faible à cause de l'interférence destructive des diagrammes s et t [8].

Pour la recherche des neutralinos le cas de configuration le plus difficile est celui où le  $\tilde{\chi}_2^0$  est de type Higgsino et le  $\tilde{\chi}_1^0$  est de type photino. En effet, la production des  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$  est totalement interdite ( $M_2 \simeq \mu$ ).

L'analyse devient très délicate dans le cas où les  $\tilde{\chi}_1^\pm$  et le  $\tilde{\chi}_2^0$  se désintègrent en cascade. En effet, dans ce cas plusieurs signatures expérimentales deviennent possibles. Et les rapports d'embranchements typiques attendus (ceux du W pour le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  et ceux du Z pour le  $\tilde{\chi}_2^0$  à grand  $m_0$ ) peuvent changer d'une manière très significative en fonction des paramètres du MSSM.



# Bibliographie

- [1] H. E. Haber. Introductory Low-energy Supersymmetry. *hep-ph/9306207*, page 28, (1993).
- [2] S. P. Martin , P. Ramond. Sparticle Spectrum Constraints. *Phys. Rev. D*, 48:5365, (1993).
- [3] H. E. Haber et G. L. Kane. The Search For Supersymmetry : Probing Physics Beyond The Standard Model. *Physics Report*, 117:75–263, (1985).
- [4] J. Gunion et H. Haber . *Phys. Rev. D*, 37:2515, (1988).
- [5] S. Ambrosanio B. Mele. Neutralino production as SUSY discovery process at CERN LEP II. *phys Rev D*, 52, (1995).
- [6] S. Hesselbach F. Franke. Neutralino mass bounds at the up graded LEP collider. *hep-ph/9606291*, (1996).
- [7] J. Ellis , T. Falk, K. A. Olive. Supersymmetric dark matter in the light of LEP 1.5. *CERN-TH/96-102 Hep-ph/9607292.*, (1996).
- [8] A. Bartl et al. *Nucl. Phys.*, B278:1, 1986.
- [9] A. Bartl et al. *Zeit. fur Phys.*, C30:441, 1986.
- [10] ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, the LEP Working Group for Higgs boson searches. Search for charged higgs bosons. *LHWG note 2001-05*, July 4, 2001.
- [11] S. Ambrosiano et B. Mele. Supersymmetric scenarios with dominant radiative neutralino decay. *Phys. Rev. D*, D55:1399, 1997.





# Chapitre 3

## L'expérience L3

### 3.1 Le LEP

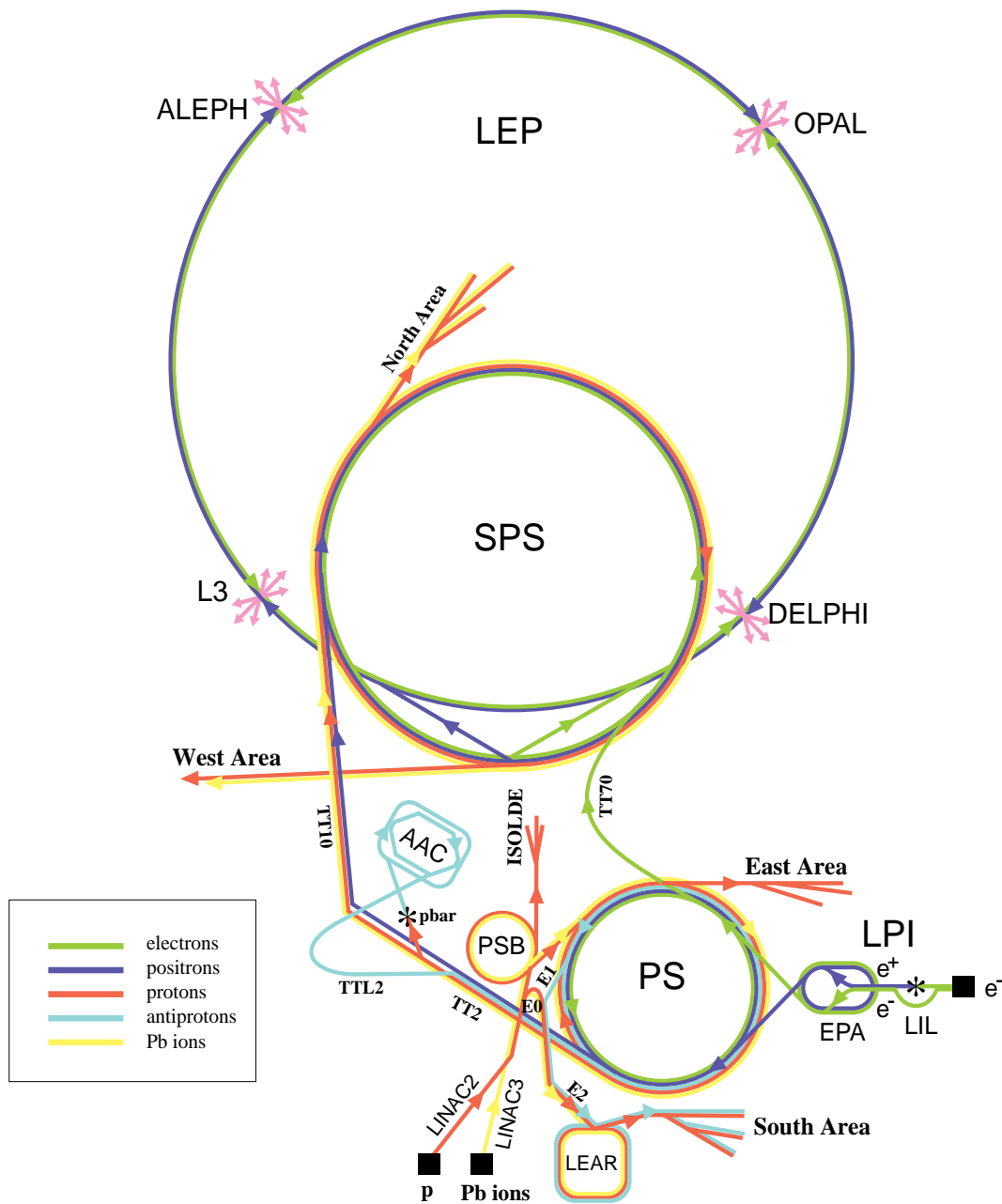
Le LEP (Large Electron Positron collider) est un accélérateur circulaire d'électrons et de positrons qui se trouve au CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire), près de Genève à une profondeur moyenne de 100 mètres. Sa circonférence est de 27km. Il permet de réaliser des collisions  $e^+ e^-$  toutes les 22  $\mu s$  en 4 points, autour desquels ont été construites 4 grandes expériences : L3[1], Aleph[2], Delphi[3], Opal[4].

- Lors de sa première phase LEP1 de 1989 à 1995, dédiée entre autre aux mesures précises des propriétés du boson Z, le LEP a fonctionné avec une énergie dans le centre de masse voisine de la masse du Z (environ 91.2 GeV). L'analyse des millions d'événements produits ont permis de tester d'une manière précise le Modèle Standard.
- Dans la phase LEP2, l'énergie a été progressivement augmentée et a atteint 209 GeV. Les motivations physiques sont d'une part d'améliorer les mesures de précision standards et d'autre part de rechercher de nouvelles particules au delà du Modèle Standard.

Le remplissage du collisionneur LEP suit les étapes d'accumulation, d'accélération et d'injection suivantes :

- L'accélérateur linéaire (le LINAC) de 200 MeV produit des positrons par irradiation d'une cible de tungstène.
- Un deuxième accélérateur LINAC de 600 MeV accélère les électrons et les positrons puis les injecte dans l'anneau EPA (Electron Positron Accumulator). Environ 1500 paquets d'électrons et de positrons sont accumulés dans cet anneau afin d'obtenir une intensité suffisante.
- Les faisceaux sont ensuite transférés au PS (Synchrotron à Protons) où ils sont accélérés jusqu'à 3.5 GeV.

## CERN Accelerators



LEP: Large Electron Positron collider  
 SPS: Super Proton Synchrotron  
 AAC: Antiproton Accumulator Complex  
 ISOLDE: Isotope Separator OnLine DEvice  
 PSB: Proton Synchrotron Booster  
 PS: Proton Synchrotron

LPI: Lep Pre-Injector  
 EPA: Electron Positron Accumulator  
 LIL: Lep Injector Linac  
 LINAC: LINEar ACcelerator  
 LEAR: Low Energy Antiproton Ring

Rudolf LEY, PS Division, CERN, 02.09.96

FIG. 3.1 – *Le LEP*

- Du PS, ils passent au SPS (Super Synchrotron à Proton de 7 Km de circonférence) qui les accélère jusqu'à 20 GeV.
- Les faisceaux sont finalement injectés dans le LEP où des cavités accélératrices vont porter leurs énergies à la valeur souhaitée. Une fois atteinte, ils sont focalisés aux points d'interaction situés au centre des détecteurs par des quadripôles supraconducteurs qui se trouvent de part et d'autre de ceux-ci. Le système d'injection est représenté sur la figure 3.1.

## 3.2 La luminosité au LEP

La luminosité est définie comme le nombre de particules qui traversent la région de collision par unité de surface et par seconde. Elle est donnée par la relation [5] suivante :

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 f n^2}{4\pi a_x a_y}$$

où

- $N_1$  et  $N_2$  : désignent respectivement le nombre de positrons et d'électrons par paquet ( $\simeq 1.7 \times 10^{12}$ ),
- $f$  : est la fréquence de rotation des paquets (10.8 KHz),
- $n$  : est le nombre de paquets dans l'anneau,
- $a_x$  et  $a_y$  : sont les dimensions transversales des paquets au point d'interaction ( $a_x = 250\mu m$  et  $a_y = 15\mu m$ ).

Le taux d'interaction  $R$  est proportionnel à la luminosité et se calcule par la relation  $R = \mathcal{L} \times \sigma$  où  $\sigma$  est la section efficace du processus considéré. Si on utilise la luminosité intégrée sur une période  $T$ , alors  $R$  devient le nombre d'événements attendus pendant cette période.

Au LEP la luminosité est mesurée en utilisant la diffusion Bhabha qui offre les avantages suivants :

- Une signature expérimentale unique à savoir un électron et un positron qui se caractérisent par des énergies voisines à celle du faisceau ainsi que par des directions opposées par rapport au point d'interaction.
- La section efficace de production théorique est connue avec une grande précision (0.1%)

Ainsi la luminosité est déterminée comme étant le rapport du nombre d'événements Bhabha et de la section efficace effective, en tenant compte de l'acceptance géométrique du détecteur et de l'efficacité d'identification.

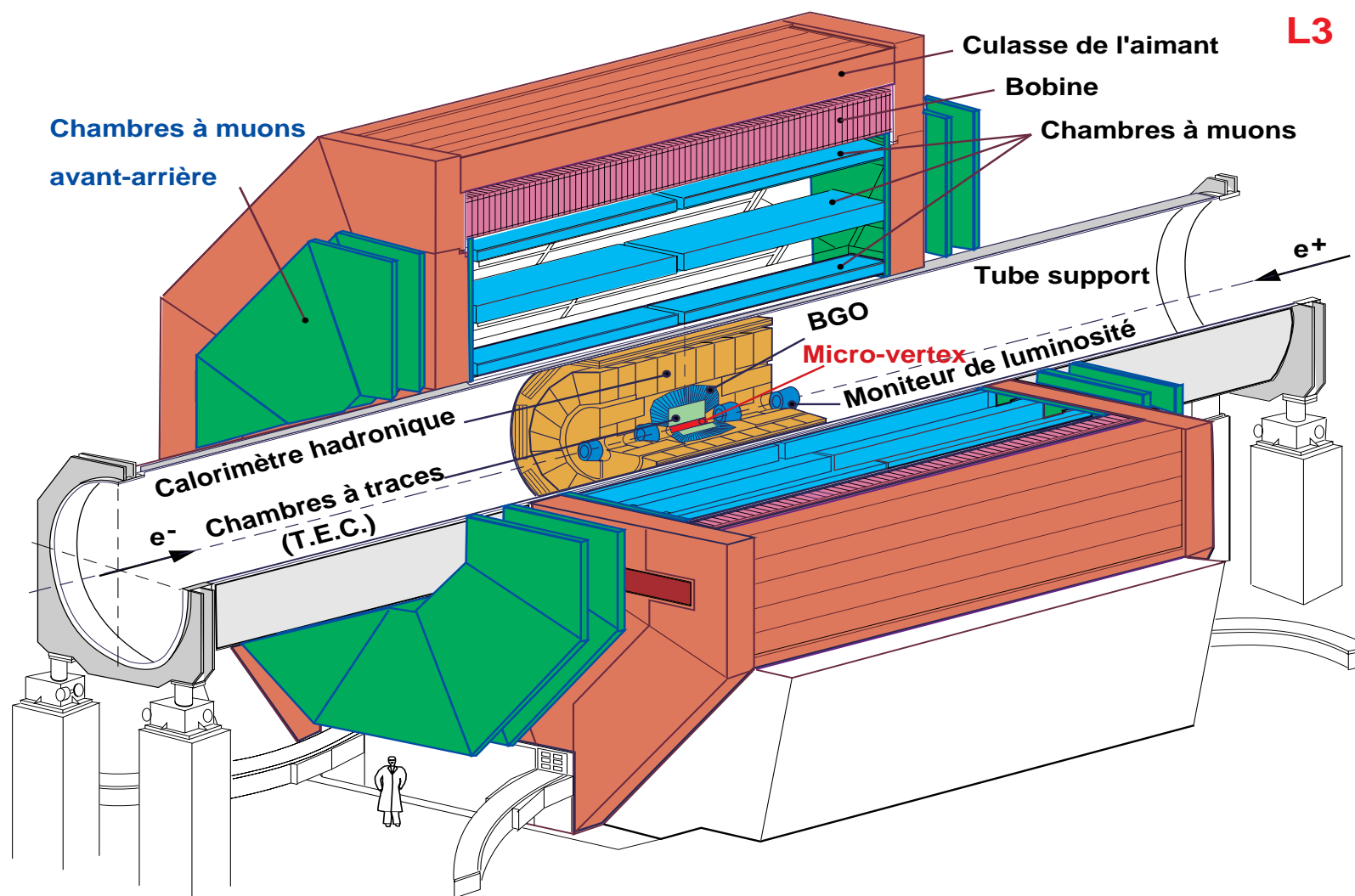


FIG. 3.2 – Le détecteur L3

### 3.3 Le détecteur L3

L3 est l'une des quatre expériences installées sur l'anneau de LEP. Environ 500 physiciens appartenant à une quarantaine d'universités à travers le monde font partie de cette collaboration. Le détecteur L3 [1] est installé à 52m de profondeur au point d'accès numéro 2 de LEP.

Le détecteur L3 (figure 3.2) est optimisé pour la détection des muons à l'aide de chambres de grande précision et pour la mesure de l'énergie et de la position des particules électromagnétiques (électron, positron et photon) avec le calorimètre électromagnétique à haute résolution.

Le détecteur est entièrement placé dans un aimant géant de 7800 tonnes, produisant un champ magnétique uniforme de 0.5 T, parallèlement aux faisceaux (il sert à courber les trajectoire des particules chargées pour déterminer leur charge et leur impulsion). La bobine est composée de 168 spires d'aluminium, pesant 1000 tonnes et mesurant 11.9 m de long sur 13.6 m de haut.

Un tube support en acier de 32 m de longueur et de 4.5 m de diamètre est utilisé pour positionner et supporter les différents composants du détecteur. Son épaisseur est de 50 mm.

Le système de coordonnées utilisé dans L3 est défini comme suit :  
O le centre du détecteur. Oz l'axe du détecteur (dans le sens des électrons), Ox l'axe dirigé vers le centre du LEP, Oy l'axe orthogonal restant, formant ainsi un trièdre direct.  $r$ ,  $\phi$  et  $Z$  sont les coordonnées cylindriques associées et  $\theta$  est l'angle entre Oz et le vecteur position.

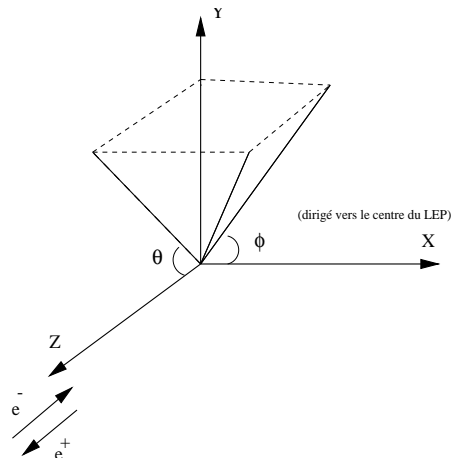


FIG. 3.3 – Le système de coordonnées utilisé

Le détecteur L3 est par conséquent symétrique par rotation en  $\phi$  et par miroir en  $\theta$ .

En partant du point d'interaction et en s'éloignant vers l'extérieur du détecteur, on trouve :

- un détecteur central de traces,
- un calorimètre électromagnétique,
- un calorimètre hadronique,

- des chambres à muons,

Il est complété sur les extrémités latérales et à bas angles par les détecteurs de luminosité. Pour augmenter l'acceptance, un détecteur supplémentaire (ALR) est placé entre le luminomètre et le calorimètre électromagnétique.

En 1996, les espaces libres qui existaient entre le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétique ont été instrumentés par un nouveau détecteur appelé EGAP.

Dans les paragraphes qui suivent, on décrira sommairement les différentes parties du détecteur L3.

### 3.3.1 Le spectromètre à muons

Possédant une structure octogonale, le spectromètre à muons occupe un volume de presque  $1000\text{ m}^3$ . Dans le plan transverse, on distingue 16 octants de 3m de largeur placés à 2.5 m du tube du faisceau. Chaque octant est composé de chambres à dérive appelées chambre P, organisées en 3 plans (figure 3.4). En partant du centre, on distingue la chambre interne (MI), la chambre intermédiaire (MM) et la chambre externe (MO). Elles permettent de reconstruire la trajectoire des muons dans le champ magnétique et ainsi mesurer leurs impulsions et leurs charges.

La couverture angulaire en  $\theta$  est la suivante:

- la région  $44^\circ < \theta < 136^\circ$  avec trois plans de chambres (MI,MM,MO)
- la région  $36^\circ < \theta < 44^\circ$  et  $136^\circ < \theta < 144^\circ$  avec deux plans de chambres (MI,MM)

Dans cette région la trace du muon est déterminée par 24 fils dans les chambres MM et par 16 fils dans les chambres MI et MO avec une précision de  $50\text{ }\mu\text{m}$ . On peut atteindre ainsi une résolution sur l'impulsion de 2.5 % à 45 GeV pour  $44^\circ < \theta < 136^\circ$  (figure 3.4). La composante Z peut être mesurée par quatre plans de fils, deux placés sur le premier (MI) et deux sur le troisième étage (MO) des chambres avec une précision de l'ordre de  $500\text{ }\mu\text{m}$ .

Au début de l'année 1995, l'expérience L3 a installé un spectromètre à muons vers l'avant dans le but d'améliorer la résolution en impulsion pour une ouverture angulaire comprise entre  $44^\circ$  et  $36^\circ$  en  $\theta$ , et permettre ainsi une mesure de l'impulsion jusqu'à  $24^\circ$ . Il est composé de 96 chambres à dérive, divisées en 16 secteurs avec 3 plans sur chaque coté du détecteur appelés FI,FM,FO [6]. Elles sont placées dans un champ magnétique uniforme de 1.2 T produit par un aimant supplémentaire. La résolution en position est de l'ordre de  $88\text{ }\mu\text{m}$ , comparable à celle obtenue dans la région centrale du détecteur.

### 3.3.2 Le filtre à muons

Placé entre le calorimètre hadronique et les chambres à muons il permet d'arrêter les particules hadroniques qui interagissent peu dans les calorimètres et qui peuvent simuler des muons.

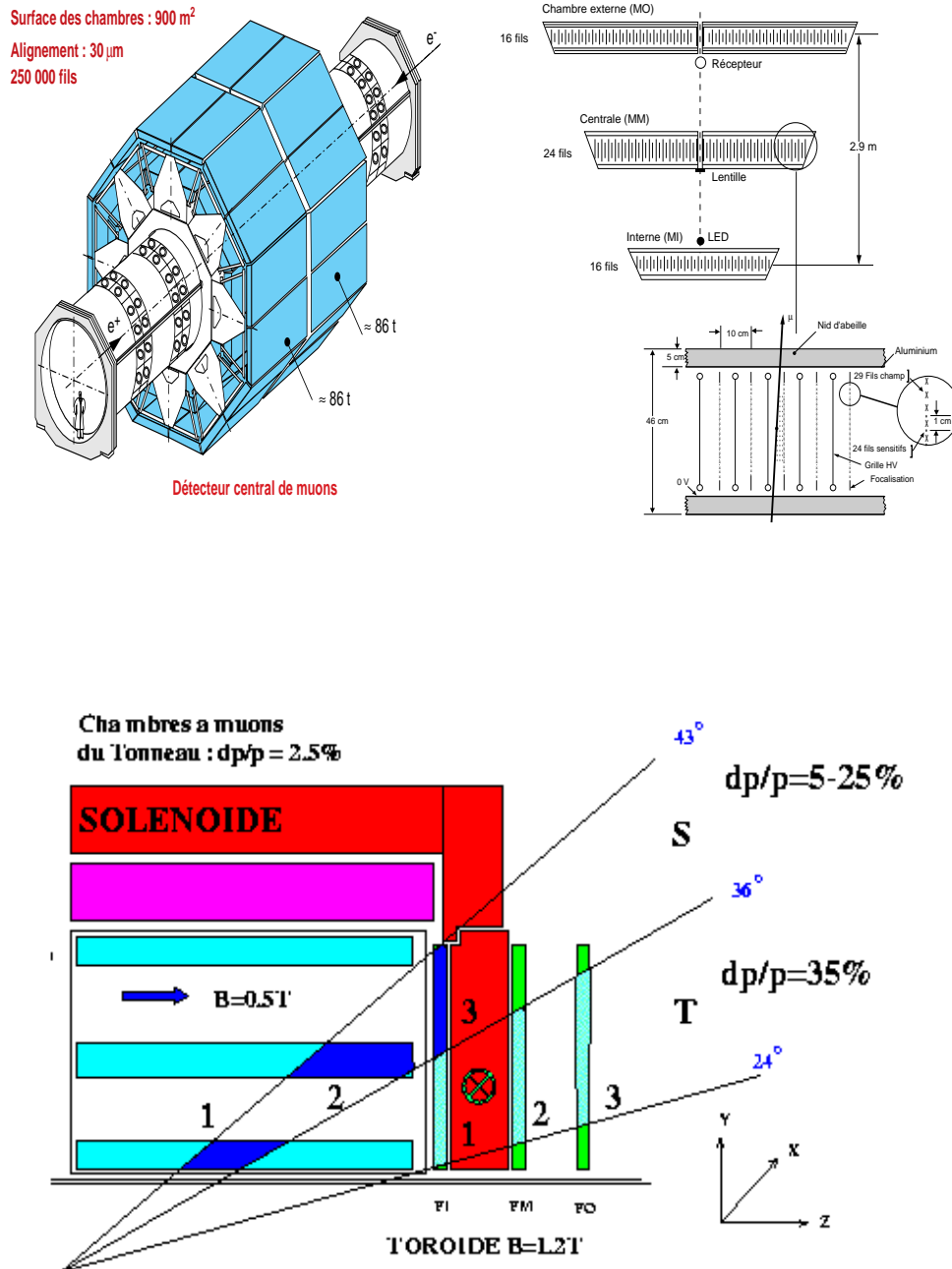


FIG. 3.4 – Chambres à muons et principe de fonctionnement d'un octant.



Il est formé de 8 octants identiques de 4 m de long. Chaque module est composé d'une section de cinq chambres proportionnelles et cinq plaques de matière absorbante d'épaisseur  $\approx 1$  cm formée de 65% de Cu et 35 % de Zn, ce qui correspond à peu près à 1.03 longueurs d'interaction.

### 3.3.3 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique ( figures 3.5 et 3.6) mesure l'énergie déposée par une particule hadronique. Il est composé de deux parties :

- un tonneau couvrant la région centrale ( $36^\circ < \theta < 144^\circ$ ),
- deux bouchons complétant la couverture angulaire sur l'avant et sur l'arrière jusqu'à respectivement  $5^\circ$  et  $175^\circ$ . c.à.d ( $5^\circ < \theta < 35^\circ$ ) et ( $145^\circ < \theta < 175^\circ$ ), ce qui représente environ 99.5 % de la couverture angulaire totale.

Le tonneau est constitué de 9 anneaux de 16 modules chacun. Chaque module du calorimètre est composé d'une succession de plaques absorbantes d'uranium appauvri et de chambres proportionnelles. Il permet de mesurer la direction et l'énergie des hadrons.

L'interaction d'un hadron avec les noyaux lourds du milieu actif engendre une gerbe hadronique. Les particules chargées de cette gerbe provoquent l'ionisation du gaz des tubes de détection, permettant ainsi la mesure de l'énergie et de la position de ces particules. On remonte alors à l'énergie de la particule primaire et à son point d'impact.

La résolution [7] en énergie est donnée par :  $\frac{\Delta E}{E} = (\frac{55}{\sqrt{E}} \oplus 5)\%$

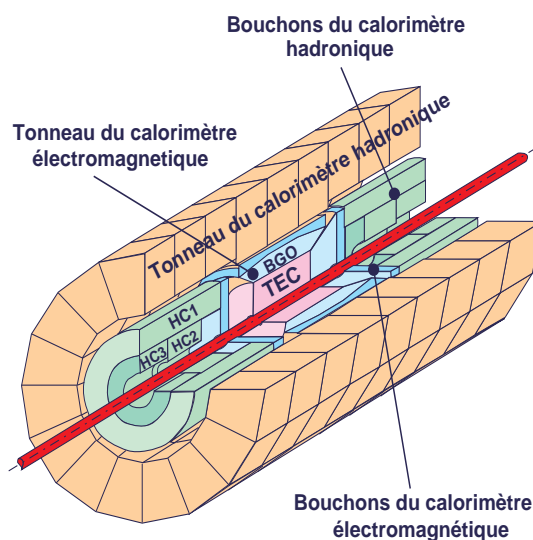


FIG. 3.5 – Calorimètre hadronique

Un blindage est nécessaire pour protéger le calorimètre électromagnétique et les chambres à muons de la radioactivité de l'uranium.

### 3.3.4 Les scintillateurs

C'est un ensemble de 30 scintillateurs (figure 3.6) qui sont placés entre le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique parallèlement au faisceau. Ils couvrent un angle  $\theta$  allant de  $33.9^\circ$  à  $149.1^\circ$  ainsi que 93% de l'angle azimutal  $\phi$ .

Leur multiplicité est utilisée par le système de déclenchement pour étiqueter les événements hadroniques. Ils procurent également la mesure du temps de vol des particules avec une précision de 0.46 ns pour les événements de type dimuon.

Ceci permet de distinguer un événement  $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$  (différence entre les temps de vol  $\simeq 0$ ), d'un rayon cosmique passant près du point d'interaction (différence entre les temps de vol  $\simeq 5.8$  ns).

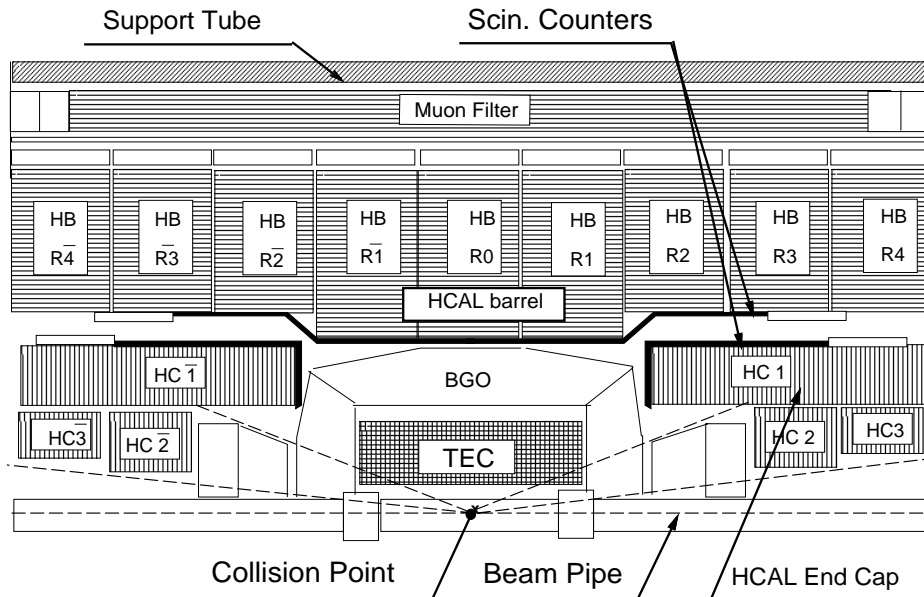


FIG. 3.6 – Coupe de la partie centrale du détecteur L3

### 3.3.5 Le calorimètre électromagnétique

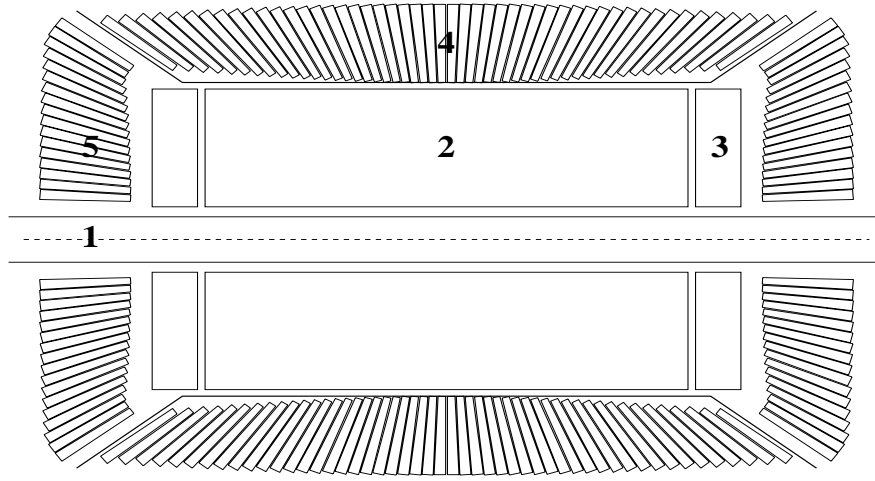
Le calorimètre électromagnétique (figure 3.7) est l'un des points forts de L3, puisqu'il permet de mesurer l'énergie des particules électromagnétiques (électrons, photons...) avec une très grande précision. Il est constitué d'environ 12000 cristaux de germanate de bismuth ( $Bi_4Ge_3O_{12}$  ou BGO pour simplifier). Les cristaux sont répartis à l'intérieur de 2 structures distinctes :

- le tonneau :  $42.3^\circ < \theta < 137.7^\circ$  (barrel),
- deux bouchons avant et arrière :  $11.6^\circ < \theta < 36.7^\circ$  et  $143.3^\circ < \theta < 168.4^\circ$ .

Chaque cristal, en forme de pyramide tronquée, a pour longueur 24 cm (soit  $22X_0$ ,  $X_0$  étant la longueur de radiation, elle vaut 1.13 cm pour le BGO), ce qui correspond à l'épaisseur nécessaire pour couvrir la gamme des énergies du LEP. La plus petite face mesure  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  et la plus grande  $3 \times 3 \text{ cm}^2$ .

Lorsqu'une particule électromagnétique arrive dans le BGO, elle y dépose la quasi-totalité de son énergie qui est convertie en lumière de scintillation par les cristaux. La lumière est ensuite détectée à l'aide de deux photodiodes de  $1.5 \text{ cm}^2$  chacune, placées à l'arrière du cristal. Ces dernières ont l'avantage d'être insensibles au champ magnétique et peu encombrantes mais ont l'inconvénient de ne pas posséder d'amplification interne.

Le signal des photodiodes arrive par la suite à la chaîne électronique de lecture (figure 3.8) : préamplification, amplification avec mise en forme et digitalisation.



- |                                      |                             |
|--------------------------------------|-----------------------------|
| 1 : Tube du faisceau                 | 4 : Tonneau du calorimètre  |
| 2 : T.E.C.                           | 5 : Bouchons du calorimètre |
| 3 : Chambres à traces, avant/arrière |                             |

FIG. 3.7 – Calorimètre électromagnétique

La résolution angulaire du BGO varie de 7.3 à 1.3 mrad pour des énergies allant de 500 MeV à 45 GeV. La résolution [9] en énergie pour le tonneau est donnée par :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{2.8}{\sqrt{E}} \oplus 0.4 \oplus \frac{0.0008}{E} \%$$

Le BGO permet ainsi d'obtenir une très bonne résolution sur l'énergie, conformément aux courbes de la figure 3.9. Elle est d'environ 6% à 100 MeV et inférieure à 2% au delà de 1 GeV.

Les deux premiers termes correspondent à la résolution intrinsèque du BGO, et le dernier terme est caractéristique du bruit électronique.

La segmentation des cristaux étant la même dans les directions  $\theta$  et  $\phi$ , la résolution spatiale est donnée par [9] :

$$\sigma_{\theta,\phi} = \frac{6.0}{\sqrt{E}} \oplus 0.3 \text{ (mrad)}$$

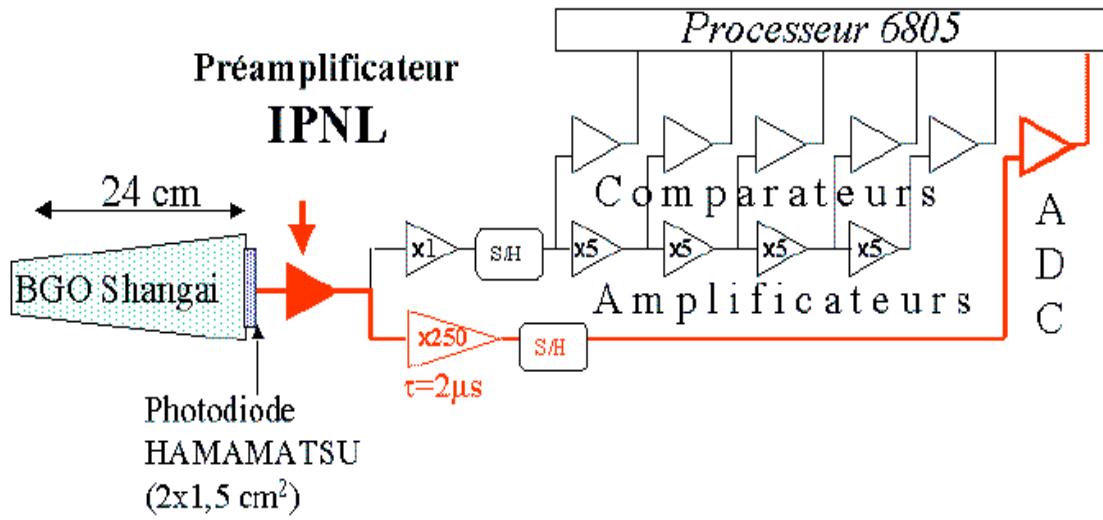


FIG. 3.8 – Cristal de BGO et chaîne électronique de lecture associée [8]

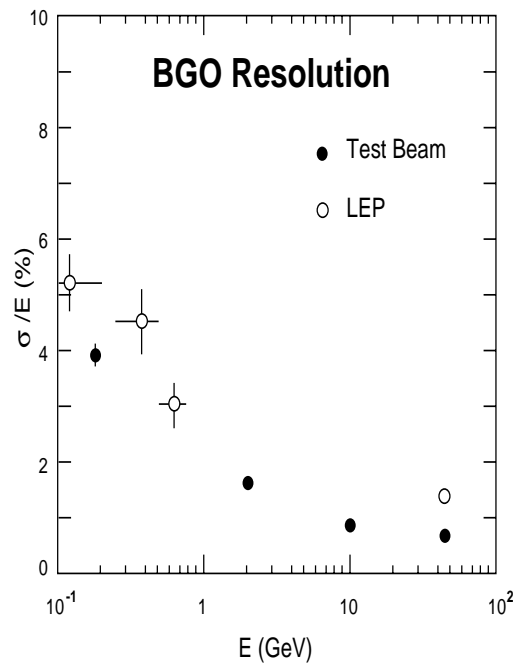


FIG. 3.9 – Résolution en énergie du BGO, en fonction de l'énergie incidente.

Ce calorimètre a été complété en 1992 par deux sous-détecteurs (à base de couches plomb-scintillateur lus par des photodiodes). Ces détecteurs, appelés ALR [10] (Active Lead Ring), augmentent l'herméticité en couvrant les angles  $3.9^\circ < \theta < 9^\circ$  de part et d'autre du point d'interaction.

En 1996, l'herméticité du calorimètre électromagnétique a été améliorée par l'installation d'un nouveau détecteur, appelé EGAP [11] à base de plomb et de fibres scintillantes de 1 mm de diamètre. Il couvre les angles  $38^\circ < \theta < 42^\circ$  et  $138^\circ < \theta < 142^\circ$ .

### 3.3.6 Le détecteur central de traces

Le détecteur central (figure 3.10) permet une mesure de haute précision du vertex des particules chargées ainsi que la discrimination entre particules chargées / particules neutres (qui ne laissent pas de traces). Il comprend :

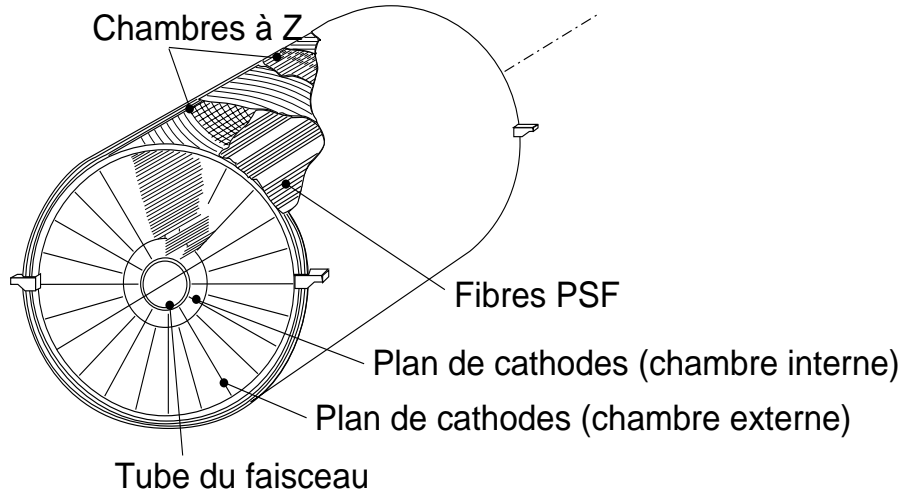


FIG. 3.10 – La chambre à dérive TEC

- Une chambre à dérive appelée T.E.C [12] (Time Expansion Chamber). Son rôle est de reconnaître les particules chargées et de mesurer leurs impulsions, leurs charges et leurs trajectoires. La chambre est composée d'une partie interne avec 12 secteurs en  $\phi$  et d'une partie externe avec 24 secteurs. Elle est plongée dans un mélange gazeux (80% de  $CO_2$  et 20% de  $C_4H_{10}$ ) qui a la propriété d'avoir une faible vitesse de dérive [13] des charges ( $\approx 6 \mu m$ ), ce qui permet d'obtenir avec une grande précision le point d'ionisation, en mesurant le temps de dérive avec une résolution de  $\approx 50 \mu m$  dans le plan  $(r-\phi)$ . La séparation entre deux traces se fait au dessus de  $650 \mu m$ . La résolution sur l'impulsion transverse  $\frac{\Delta p_t}{p_t^2}$  est de l'ordre  $0.02 (GeV/c)^{-1}$
- Un détecteur Z formé de 2 chambres à fils proportionnelles cylindriques. Elles permettent la mesure de la coordonnée z des particules chargées avec une résolution de  $320 \mu m$  pour une couverture angulaire en  $\theta$  allant de  $45^\circ$  à  $135^\circ$ .

- Un détecteur de microvertex appelé SMD (Silicon Micro Strip Detector) installé en 1993. Il est constitué de deux cylindres concentriques de longueur 1.076 m et de diamètre 0.171 m, composés de 12 plaques de détection (MicroStrip) ayant chacune une couverture angulaire de  $30^\circ$ , capable de fournir les coordonnées dans les plans (r- $\phi$ ) et (r-Z) des trajectoires avec des résolutions respectives  $7\mu\text{m}$  (r- $\phi$ ) et  $14\mu\text{m}$  (r-Z) pour  $21^\circ < \theta < 159^\circ$  [14]. Ce détecteur permet :
  - l'amélioration de la mesure de l'impulsion transverse,
  - l'amélioration de la mesure du point d'impact,
  - la détection de vertex secondaires très proches du point d'interaction.

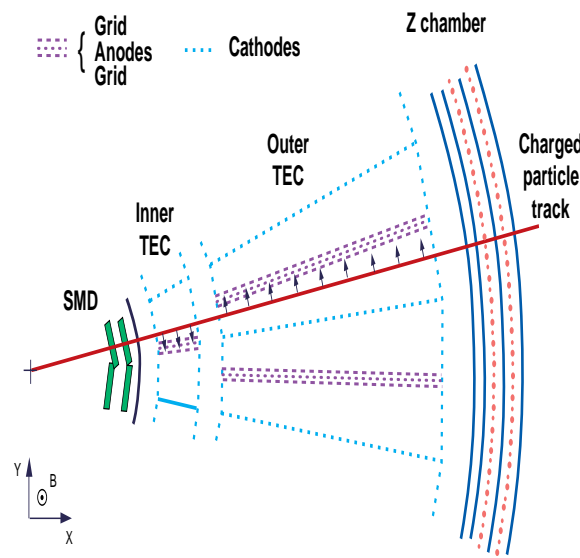


FIG. 3.11 – *Reconstruction d'une trace dans un secteur de la TEC*

### 3.3.7 Les compteurs de luminosité

Deux luminomètres [15] installés sur l'avant et l'arrière du détecteur central permettent de mesurer la luminosité en comptant le nombre de processus Bhabha. Le détecteur de luminosité est constitué de 2 calorimètres électromagnétiques à cristaux de BGO. Ce détecteur couvre les angles  $24.93\text{ mrad} < \theta < 69.94\text{ mrad}$ . Sa résolution en énergie est d'environ 2% à 45 GeV et sa résolution angulaire est  $0.4\text{ mrad}$  en  $\theta$  et  $0.5^\circ$  en  $\Phi$

### 3.3.8 Le système de déclenchement

La durée séparant deux croisements entre les faisceaux d'électrons et de positrons est de  $22\mu\text{s}$ , ce qui correspond à une fréquence de 45 kHz. Le système de déclenchement [16] a pour

fonction de reconnaître le plus rapidement possible un événement physique d'un événement bruit de fond (muons cosmiques, les interactions faisceaux gaz). Dans l'expérience L3, ce système est organisé en trois niveaux, de temps de réponse et de complexité croissante réduisant le taux d'événements faux enregistrés sur bande magnétique.

Le niveau I du système de déclenchement, dans un temps n'excédant pas les  $22 \mu\text{s}$ , doit prendre la décision d'initier la numérisation des données lues par les différents sous-détecteurs ou de rejeter l'événement et réinitialiser l'électronique de lecture pour le prochain croisement. Si la décision est positive, le temps de numériser et de stocker en mémoire l'événement est de  $\approx 2.5 \text{ ms}$ , ce qui induit un temps mort d'acquisition. Il possède 5 types de décision basés sur des informations sommaires des calorimètres électromagnétique et hadronique, du moniteur de luminosité, des scintillateurs, des chambres à muons et de la TEC. Une réponse positive d'un des cinq sous-détecteurs suffit à commencer l'opération de numérisation.

Le niveau II réalise une analyse plus détaillée que le niveau précédent. Il permet en particulier d'éliminer les déclenchements calorimétriques générés par le bruit électronique, les déclenchements TEC provoqués par radiation synchrotron, les événements faisceaux-gaz, faisceaux-tube ou autres.

Le niveau III permet de confirmer la décision des niveaux précédents en appliquant des critères de sélection encore plus affinés basés sur les données numérisées à l'aide de plusieurs algorithmes. Le taux de réduction des événements est de l'ordre de 40 à 60%, ce qui correspond à une fréquence finale d'enregistrement sur bande magnétique des données de 2-5 Hz.

# Bibliographie

- [1] B. Adeva et al, L3 Collaboration. The construction of the L3 experiment. *Nucl. Instr. Meth.*, A289:35–102, (1990).
- [2] D. Decamp et al, ALEPH Collaboration. *Nucl. Instr. Meth.* , A294:121, (1990).
- [3] P. Aarnio et al, DELPHI Collaboration. *Nucl. Instr. Meth.*, A303:233, (1991).
- [4] K. Ahmet et al, OPAL Collaboration. *Nucl. Instr. Meth.*, A305:275, (1991).
- [5] S. Myers. The LEP Collider from design to approval et commissioning. *CERN-91-08*, (1991).
- [6] Berdugo et al. The alignment of tthe forward-backward muon chanbers. *L3 note 1909*.
- [7] Y. Galaktinov et al. *Nucl. Instr. Meth.*, A251:258, 1986.
- [8] H. El Mamouni. *LYCEN - T 9648*, 1996.
- [9] J.A. Bakken et al. Calibration of the L3 electromagnetic calorimeter in electron beam. *L3 note 1712.*, 1995.
- [10] M. Chemarin et al. Upgrade of the Active Lead Ring (ALR) for LEP 200 Physics . *L3 note 1504.*, 1993.
- [11] The L3 lead-scintillating fiber calorimetre. *CERN-PPE/96-07*, 1996.
- [12] F. Beissel et al. *Nucl. instr. meth.* A332, pages 33–55, 1993.
- [13] D.Bourilkov, G.Rahal-Callot. TEC Calibration at LEP2 using High Energy Lepton Pairs. *L3 note 2047.*, 1997.
- [14] M.Acciarri et al. The L3 Silicon Microvertex Detector. *CERN-PPE-94-122*, 1994.
- [15] Collaboration L3, I.C. Brock et al. Luminosity measurement in the L3 detector at LEP. *Nucl. Instr. Meth.*, A381:236, 1996.
- [16] P.Bagnaia et al. *Nucl. Instr. Meth.*, A324:101, 1993.





# Chapitre 4

## Recherche des Charginos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ et des Neutralinos $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$

### 4.1 Données expérimentales et luminosités

Dans ce chapitre on présentera les différentes analyses de recherche des charginos  $\tilde{\chi}_1^\pm$  et des neutralinos  $\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{\chi}_2^0$ . Ces analyses ont été optimisées pour chaque fenêtre de masse accessible et pour les énergies du LEP allant de 189 GeV à 208 GeV. Les luminosités collectées ainsi que les différents paliers d'énergie sont donnés dans le tableau (4.1)

$\sqrt{s}$ (GeV)	Luminosité ( $pb^{-1}$ )
189	176.4
192	29.2
196	82.3
200	83.2
202	37.0
203	9.4
205	73.2
207	126.1
208	8.7
Total	625.5

TAB. 4.1 – Luminosité intégrée collectée par L3 pendant la période 1998-2001

On a effectué 17 analyses optimisées charginos et 6 analyses neutralinos par énergie du centre de masse. Pour présenter les méthodes utilisées ainsi que les différents choix de fenêtres d'optimisation, nous avons choisi de nous concentrer sur les données collectées lors de la

dernière phase de montée en énergie du LEP correspondant à une luminosité de  $217.4 \text{ pb}^{-1}$ , pour des énergies allant de 203 à 208 GeV.

On commencera par l'identification des charginos dans les différents canaux de désintégration en précisant à chaque fois les méthodes d'analyse utilisées. Dans une seconde étape, on présentera l'analyse neutralinos. Les résultats des sélections et les efficacités seront présentés et commentés à chaque étape.

## 4.2 Signatures expérimentales des particules recherchées

Dans cette partie, on étudiera la manière dont les événements supersymétriques qui seraient produits au LEP sont reconstruits et identifiés dans le détecteur L3. On présentera les signatures typiques des signaux charginos et neutralinos, objets de notre recherche.

### 4.2.1 Les événements charginos $\tilde{\chi}_1^\pm$

On a vu dans le chapitre 2, que les charginos  $\tilde{\chi}_1^\pm$  produits au LEP se désintègrent, soit en trois corps via un W, soit en deux corps via un sfermion. La topologie finale de désintégration des charginos  $\tilde{\chi}_1^\pm$  sera par conséquent :

- $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow q\bar{q}'q''\bar{q}''' + \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 : (jjjj + \cancel{E})$
- $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow q\bar{q}'l\nu_l + \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 : (jjl + \cancel{E})$
- $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow l^+\nu_l l^-\bar{\nu}_l + \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 : (ll + \cancel{E})$

Lorsque les sfermions ont une masse plus lourde que le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  la désintégration de ce dernier via un boson W est dominante et les rapports d'embranchement dans les 3 topologies précédentes sont respectivement : 46% pour (jjjj) ; 44% pour (jjl) et 10 % pour (ll). Les traits communs à ces topologies de désintégration reposent sur la présence d'une énergie manquante emportée principalement par les neutralinos et éventuellement par les neutrinos.

#### 4.2.1.a Le canal hadronique : $\tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}'q''\bar{q}'''$

Chaque chargino  $\tilde{\chi}_1^\pm$  se désintègre en un neutralino et un  $W^\pm$  qui se désintègre à son tour en une paire quark-antiquark. Ces événements sont caractérisés par un grand nombre de traces, une multiplicité élevée de clusters calorimétriques et une grande énergie visible, due à la présence de quatre jets hadroniques (figure 4.1). Les événements isotropes sont caractérisés par une faible impulsion transverse totale. Les plus importantes sources de contamination pour ce canal sont le fond WW pour les signaux avec une faible énergie manquante (un neutralino léger) et les fond d'interactions à deux photons lorsque l'énergie manquante est élevée (un neutralino lourd). Cette caractéristique est commune à toutes les autres topologies.

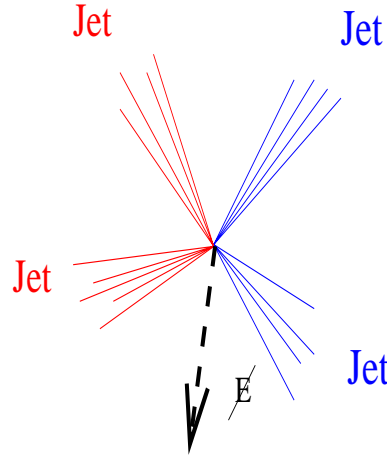


FIG. 4.1 – Représentation schématique de la topologie 4 jets +  $\cancel{E}$

#### 4.2.1.b Le canal semi-leptonique : $\tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}' l \nu_l$

Dans cette topologie les 2 charginos se désintègrent chacun en un neutralino et un W. L'un des deux W se désintègre en un lepton et un neutrino de même famille. L'autre W se désintègre en un quark et un antiquark. La caractéristique principale de ce processus est la présence d'un lepton isolé dans un événement à haute multiplicité (figure 4.2).

Les fonds principaux sont  $WW \rightarrow q\bar{q}' l \nu$  et  $We\nu$ . La présence des neutrinos rend la discrimination plus délicate, puisque la principale information qui peut identifier le signal est la présence d'énergie manquante. Dans le cas où le lepton isolé est un  $\tau$ , et si le  $\tau$  se désintègre d'une manière hadronique, la signature expérimentale sera trois jets et de l'énergie manquante. Cette signature est très proche du processus standard :  $Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}'$  avec émission d'un gluon dans l'état final.

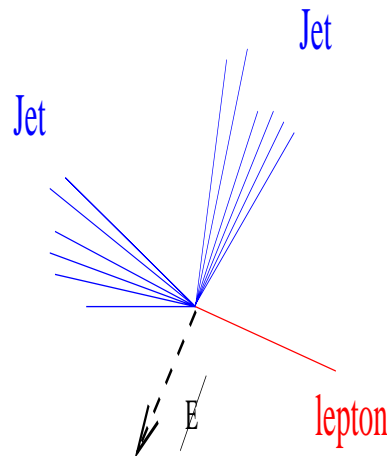


FIG. 4.2 – Représentation schématique de la topologie  $l + 2 \text{ jets} + \cancel{E}$

#### 4.2.1.c Le canal leptonique : $\tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 l^+ \nu_l l^- \bar{\nu}_l$

Le schéma de production et de désintégration des charginos est représenté par le diagramme de la figure 4.3.

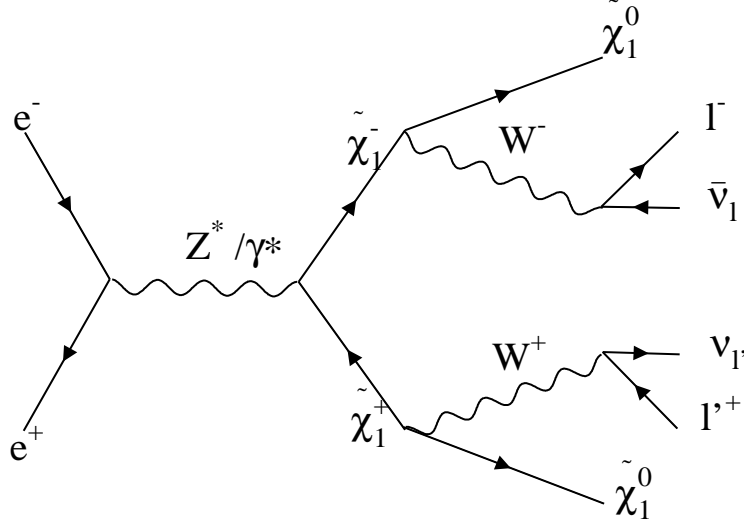


FIG. 4.3 – Diagramme du signal recherché dans la topologie leptonique

Ce canal est caractérisé par une faible multiplicité et la présence d'une énergie manquante élevée par rapport aux autres topologies. Ceci est dû principalement aux deux neutrinos et aux deux neutralinos qui échappent à la détection. Dans cette analyse on étudiera uniquement le cas où le lepton est un électron ou un muon, avec un rapport d'embranchement total de l'ordre de 5%. L'identification du lepton  $\tau$  est intégrée dans la sélection hadronique compte tenu de sa signature expérimentale caractérisée principalement par des particules chargées hadroniques. La désintégration leptonique pure du  $\tau$ , n'a un rapport d'embranchement que de 17 %.

Les processus Standard dominants pour cette topologie sont : l'interaction à deux photons qui donne dans l'état final deux leptons et le fond  $WW \rightarrow l^+ \nu_l l^- \bar{\nu}_l$ . Le fond Bhabha ( $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- (\gamma)$ ) est dominant pour la topologie deux électrons et énergie manquante. Les différents processus Standard et leurs caractéristiques seront décrits dans la partie 4.3 ultérieurement.

#### 4.2.2 Les événements neutralinos

L'une des recherches importantes à LEP est celle du neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  (la LSP). Le cas le plus favorable serait l'étude du processus  $e^+ e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ . Malheureusement, l'état final  $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$  constitué par deux particules neutres n'interagissant que faiblement, est invisible dans le détecteur. Seul un photon émis par l'électron ou le positron dans l'état initial (ISR) pourrait être détecté.

C'est pour cela que nous nous intéressons dans la suite de l'étude au processus  $e^+ e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ . Ce dernier possède plusieurs caractéristiques remarquables. En effet, d'un point de vue cinématique, ce processus n'est pas symétrique. Les particules produites n'ont pas nécessairement la même masse. La gamme de masses du  $\tilde{\chi}_2^0$  cinématiquement permise aux énergies du LEP, peut atteindre des valeurs élevées. Par exemple, pour une énergie dans le

centre de masse de l'ordre de 205 GeV, le  $\tilde{\chi}_2^0$  peut être cinématiquement accessible au-delà de 200 GeV. D'un autre côté, le  $\tilde{\chi}_1^0$  échappe à la détection et le  $\tilde{\chi}_2^0$  se désintègre via un  $Z$  dans une grande partie de l'espace des paramètres supersymétriques. Dans ces conditions, la signature topologique ( $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow jj \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ ) constituée de deux jets et énergie manquante (figure 4.4) est la plus prometteuse, puisque le rapport d'embranchement du  $Z$  en hadrons est de l'ordre de 70%. Les autres topologies sont formées de deux leptons de même saveur et énergie manquante (figure 4.5), qui représentent 10% du rapport d'embranchement. Pour les 20 % restants, le  $Z$  se désintègre de manière invisible  $Z \rightarrow \nu \bar{\nu}$ .

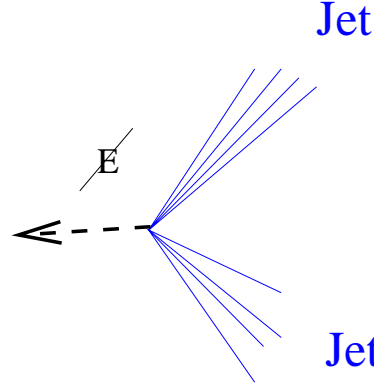


FIG. 4.4 – Représentation schématique de la topologie 2 jets +  $E$

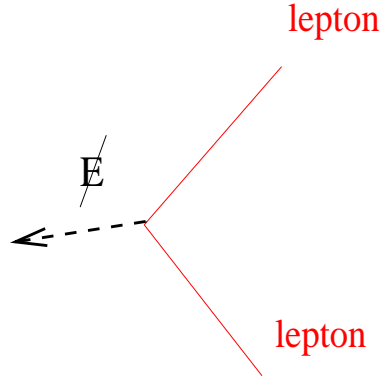


FIG. 4.5 – Représentation schématique de la topologie ll +  $E$

La recherche du  $\tilde{\chi}_2^0$  se fera uniquement dans le canal hadronique, selon le processus de désintégration  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}$ . La signature expérimentale sera constituée de deux jets et énergie manquante.

Dans le cas où  $M_{\tilde{\chi}_2^0} > M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ , il peut y avoir des désintégrations en cascade selon le processus :  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^0 W^\mp \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 f \bar{f}' f'' \bar{f}'''$ , où  $f$ ,  $\bar{f}'$ ,  $f''$  et  $\bar{f}'''$  sont les fermions produits par la désintégration du boson  $W$ . Cette topologie a une signature identique à celle de la désintégration directe des charginos  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ , et sera par conséquent prise en compte naturellement dans l'analyse chargino.

Comme on le verra par la suite, les fonds Standard dominants sont :  $Z/\gamma^*$  et  $WW$  pour les grandes différences de masse  $\Delta M = (M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0})$  et le fond hadronique issu des interactions à deux photons pour les faibles  $\Delta M$ .

### 4.3 Caractéristiques des processus Standard

Les processus du Modèle Standard dont les topologies sont proches de celles des signaux recherchés sont nombreux.

La figure (4.6) montre l'évolution des sections efficaces associées aux processus Standard les plus importants en fonction de l'énergie dans le centre de masse [1].

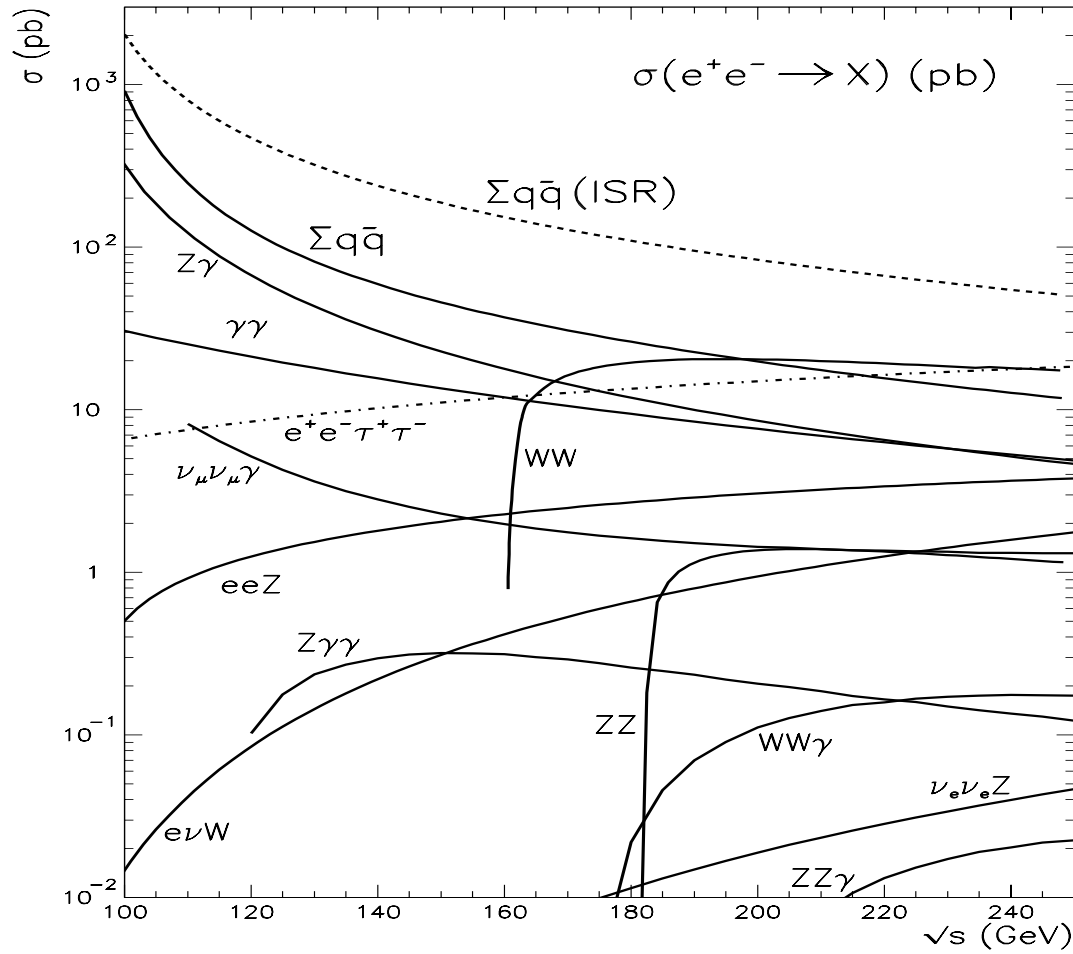


FIG. 4.6 – Sections efficaces des processus Standard en fonction de l'énergie du centre de masse. Pour les processus  $Zee$ ,  $We\nu$  et  $Z\nu\nu$ , seule la contribution due au canal  $t$  a été représentée.

La présence d'un signal supersymétrique dans les données expérimentales se traduira par un excès d'événements par rapport aux prédictions du Modèle Standard.

### 4.3.1 Les processus d'interaction $\gamma\gamma$

Ils sont décrits par la réaction  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f\bar{f}$  avec  $f=e, \mu, \tau$  ou  $q$ . Ils sont produits par interaction de deux photons émis par les électrons et positrons du faisceau. Le diagramme de ces processus est représenté dans la figure 4.7.

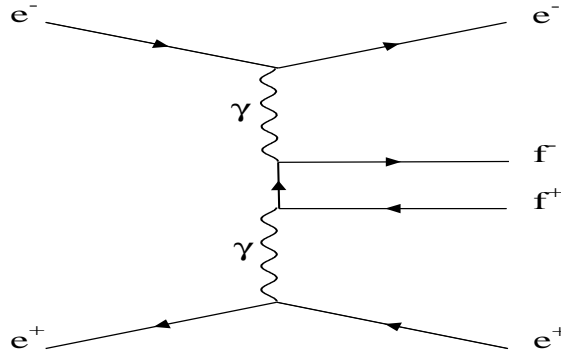


FIG. 4.7 – Diagramme du fond d'interaction à deux photons

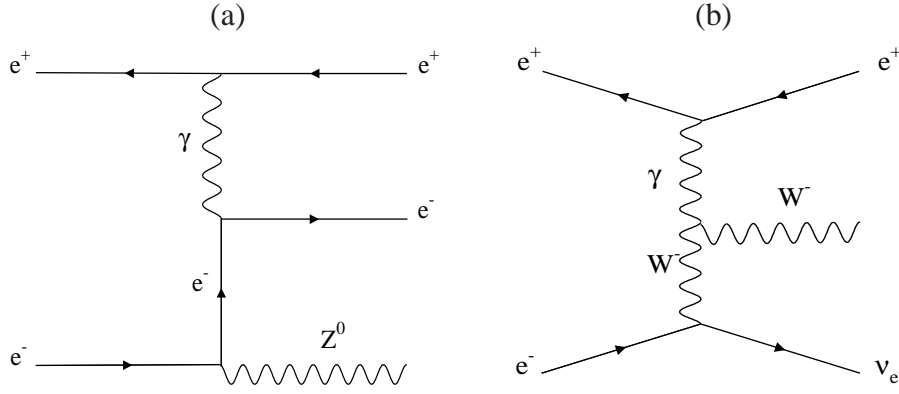
Ce fond, par l'importance de sa section efficace de production (tableau 4.2), représente la plus grande source de contamination du signal, surtout à faible  $\Delta M$ . En effet, l'électron et le positron ayant émis chacun un photon, sont diffusés à très petit angle et restent souvent à l'intérieur du tube du faisceau et ne sont donc pas détectés. Ces événements auront par conséquent comme principale signature une grande énergie manquante. Ce fond est caractérisé par une énergie et une masse invariante faible. Compte tenu de la cinématique du système à  $2\gamma$ , et du fait que les électrons sont diffusés à bas angles, ce fond peut être réduit par des coupures sur l'impulsion transverse totale et sur l'acoplanarité<sup>1</sup>. Pour éliminer au mieux les événements correspondant à un électron dévié mais non détecté (car passant dans une région non instrumentée du détecteur), un critère supplémentaire sur l'énergie déposée sur l'avant est souvent demandé dès la présélection.

### 4.3.2 Les processus $We\nu$ et Zee

Ces deux processus ont une topologie très proche du signal lorsque l'un des électrons échappe à la détection et part dans le tube du faisceau. Dans une désintégration purement hadronique des bosons, on aura une signature du type deux jets et énergie manquante. Pour le processus Zee (figure 4.8.a), si un électron (d'énergie proche de  $\frac{\sqrt{s}}{2}$ ) est perdu, le deuxième est généralement caractérisé par une faible impulsion transverse. La masse hadronique de l'événement est centrée sur la masse du Z. Dans la même configuration, le fond  $We\nu$  (figure 4.8.b) peut émettre un neutrino à grand angle, et aura comme caractéristiques, une impulsion transverse manquante non négligeable et une masse visible élevée.

1. La projection dans le plan  $R-\Phi$  de l'angle entre les particules produites à l'état final




 FIG. 4.8 – Diagrammes des processus Zee (a) et  $We\nu_e$  (b)

### 4.3.3 Les processus ZZ

Le processus ZZ (figure 4.9) regroupe l'ensemble des diagrammes de production de paires de bosons neutres (ZZ,  $Z/\gamma^*$ ,  $\gamma^*\gamma^*$ ). Il constitue un fond contaminant pour les grandes et les moyennes valeurs de  $\Delta M$ . En effet, la désintégration du Z en particules invisibles ( $\nu\bar{\nu}$ ) produit de l'énergie manquante, caractéristique des signaux recherchés. Cette situation se produit également lorsqu'un photon produit est perdu dans le tube.

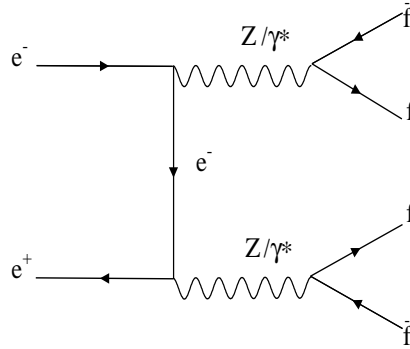


FIG. 4.9 – Diagramme de Feynman associé au processus ZZ

### 4.3.4 Les processus $W^+W^-$

La production d'une paire de W intervient par échange d'un neutrino dans la voie t ou d'un Z dans la voie s (figure 4.10). La section efficace de production à l'énergie  $\sqrt{s} = 206 \text{ GeV}$  est de 17.5 pb (cf table 4.2).

Si les deux W se désintègrent en deux paires  $q\bar{q}'$ , la masse manquante est faible et l'énergie visible est élevée. Cette signature est la même que celle d'un signal avec une grande différence de masse entre la particule supersymétrique ( $\tilde{\chi}_1^\pm$  ou  $\tilde{\chi}_2^0$ ) et le neutralino le plus léger.

Si l'un des W se désintègre en un lepton et un neutrino, on a de l'énergie manquante et cette topologie est très difficile à réduire, surtout pour un signal de type deux jets et énergie manquante.

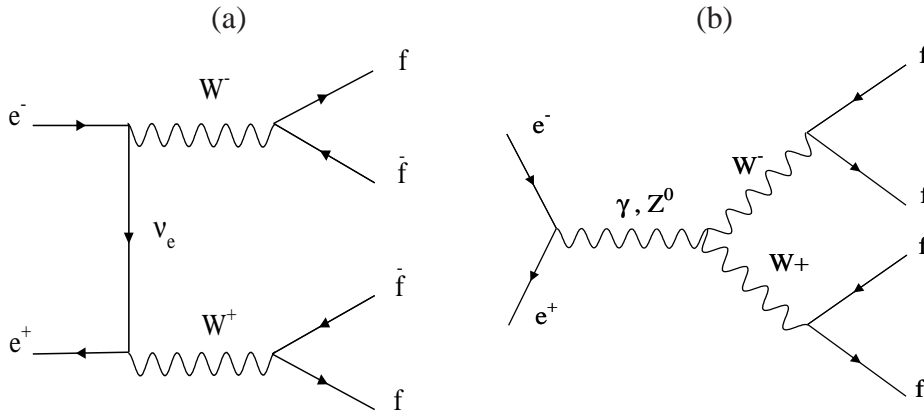


FIG. 4.10 – Diagrammes de Feynman des processus  $W^+W^-$

Pour éviter tout double comptage, notamment avec le fond  $We\nu$ , on a tenu compte lors de l'estimation du nombre d'événements  $W^+W^-$  de tous les états finaux autres que  $W^+W^- \rightarrow e\nu q\bar{q}'$ .

#### 4.3.5 Les processus $Z/\gamma^*$

Ces fonds sont produits selon le processus électrofaible :  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  avec  $f=e, \mu, \tau, q$  dans la voie s par l'intermédiaire d'un  $Z$  ou d'un  $\gamma^*$  (figure 4.11).

Ces fonds se caractérisent par une section efficace de production relativement grande (cf table 4.2) par rapport à celle de production du signal (qui est de l'ordre de quelques pb). Dans ce processus, l'énergie manquante provient principalement du fait qu'un (ou plusieurs) photon peut être émis dans l'état initial et partir dans le tube à vide. Dans ce cas, le  $Z$  n'est pas produit au repos et son impulsion est dirigée le long du tube. On aura donc comme principale caractéristique deux jets dos à dos dans le plan transverse. Dans le cas contraire, l'énergie manquante est faible, la masse visible est proche de l'énergie dans le centre de masse et les deux jets sont typiquement colinéaires. Ces événements peuvent être facilement rejetés.

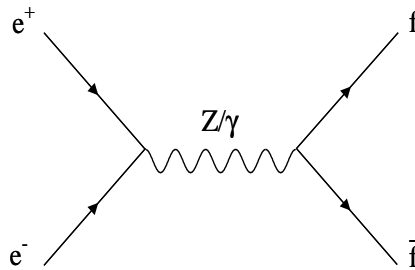


FIG. 4.11 – Diagramme de Feynman du processus  $Z/\gamma^*$

## 4.4 Simulation Monte-Carlo des signaux et des fonds Standard

La simulation Monte-Carlo des événements de types signal (charginos ou neutralinos) et fonds issus du Modèle Standard est réalisée par un programme spécifique à L3 en trois étapes :

- La génération : création des événements à partir d'un modèle physique
- La simulation : les particules générées sont propagées dans les différentes parties du détecteur avec simulation de toutes les interactions. Il en résulte un ensemble de signaux comparables à ceux enregistrés lors d'une prise de données.
- La reconstruction : ces signaux sont ensuite traités comme des données par le programme de reconstruction des événements.

On présentera dans la suite la manière d'exploiter les différentes informations collectées au niveau de chaque sous-détecteur pour pouvoir identifier les particules détectées, permettant ainsi de déterminer les caractéristiques cinématiques des événements.

### 4.4.1 Simulation des processus de type signal

La génération de processus de type signal  $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  et  $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$  a été faite avec le programme SUSYGEN [2] pour des énergies dans le centre de masse de 189, 192, 196, 200 et 206 GeV. Les calculs sont basés sur les prédictions du MSSM non contraint avec R-parité conservée.

- Les événements charginos  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  ont été générés pour différents couples de valeurs  $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$  qui couvrent une grande zone de l'espace des paramètres libres du MSSM  $(M_1, M_2, \mu, tg\beta, m_0)$ , et pour les différents modes de désintégration du chargino. La différence de masse  $\Delta M = M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$  est un paramètre physique très important, puisqu'il est relié directement à l'énergie visible dans le détecteur.
- les événements neutralinos  $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$  avec désintégration hadronique du  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}$  ont été générés également pour différents couples de masses  $(M_{\tilde{\chi}_2^0}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$ . La différence de masse des deux neutralinos les plus légers permet de caractériser ce processus et influe, comme pour les charginos, sur l'efficacité de détection.  $\Delta M$  est définie ici comme étant la différence de masses :  $M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$ .

Le nombre d'événements générés pour chaque signal est de l'ordre de 2000. Le nombre d'événements dans chacune des topologies est fixé par les rapports d'embranchement du  $W^\pm$  pour le signal charginos et par ceux du Z pour le signal neutralinos.

### 4.4.2 Simulation des fonds Standard

Les processus de fond que nous avons utilisés dans les analyses charginos et neutralinos sont présentés dans le tableau 4.2. Les générateurs Monte-Carlo, ainsi que la section efficace de production à  $\sqrt{s} = 206$  GeV et le nombre d'événements générés y sont également mentionnés.

Bruits de Fond $e^+e^- \rightarrow$	Générateur	$\sigma(\text{pb})$ $\sqrt{s}= 206$ (GeV)	Nbre d'événements générés
$W^+W^-$	KORALW [3]	17.5	148499
$W^+e^-\bar{\nu}_e$	EXCALIBUR [4]	0.8	9721
$Z^0Z^0$	PYTHIA [5]	1.32	9948
$Z^0e^+e^-$	PYTHIA	3.6	20000
$q\bar{q}$	KK2F [6]	81.6	493000
$\mu\mu$	KORALZ[7]	6.9	5000
$\tau\tau$	KORALZ	7.1	5000
$e^+e^-$	BHWIDE [8]	1292.4	400000
$e^+e^-e^+e^-$	DIAG36 [9]	705.5	1200000
$e^+e^-\mu\mu$	DIAG36	709.8	600000
$e^+e^-\tau\tau$	DIAG36	434.3	583438
$e^+e^-q\bar{q}$	PHOJET [10]	16323.4	6997998

TAB. 4.2 – Processus de bruits de fond générés avec leurs sections efficaces.

## 4.5 Identification des particules dans le détecteur L3.

Les particules sont identifiées dans l'expérience L3 en utilisant leurs signatures caractéristiques.

Les particules électromagnétiques déposent la quasi-totalité de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique. Elles y développent une gerbe telle qu'environ 75% de l'énergie incidente est absorbée par le cristal central (cristal touché) avec donc un étalement latéral très étroit. Les hadrons, quant à eux, ne perdent en général qu'une fraction de leur énergie et produisent des gerbes avec un étalement latéral assez large (figure 4.13).

D'un point de vue pratique, tout dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique se présente sous la forme de cristaux (BGO) ayant absorbé une énergie minimale de 2 MeV, regroupés autour d'un maximum local 'bump' d'énergie totale supérieure à 10 MeV. Chaque bump électromagnétique est associé à un amas appelé 'cluster'. Le dépôt est caractérisé par la quantité d'énergie déposée dans une matrice de 9 cristaux notée  $\Sigma_9$  et de 25 cristaux notée  $\Sigma_{25}$ .

Le degré de l'étalement latéral des gerbes développées dans le calorimètre électromagnétique est directement relié au rapport  $\Sigma_9/\Sigma_{25}$ . Une valeur de ce dernier supérieure à 0.9 constitue un critère solide pour signer le caractère électromagnétique de la particule incidente.

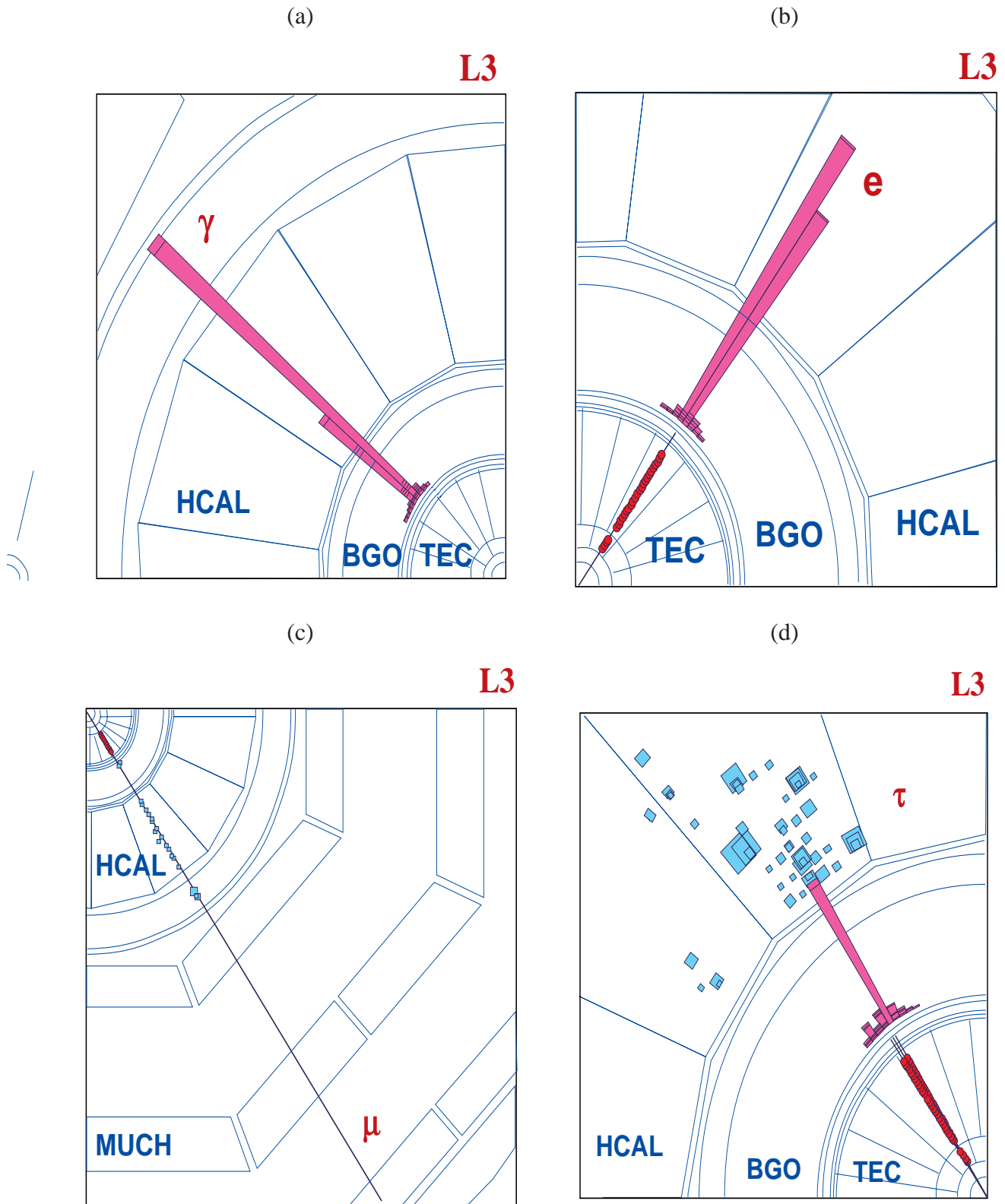


FIG. 4.12 – Identification d'un photon (a) et des leptons dans l'expérience L3: (b)un électron,(c) un muon et (d) un tau

Par contre un hadron dépose de l'énergie dans le calorimètre hadronique, donc un critère supplémentaire sur le rapport des énergies déposées dans les deux calorimètres est nécessaire pour discriminer davantage les hadrons et les particules électromagnétiques. Typiquement ce rapport doit être inférieur à 10% ( $E_{HCAL}/E_{ECAL}$ ). Ces deux derniers critères seront désignés dans la suite par "critères d'électromagnéticité".

- **Identification d'un photon :** en plus des critères d'électromagnéticité on demande à ce qu'il n'y ait pas de trace chargée associée (figure 4.12.a).

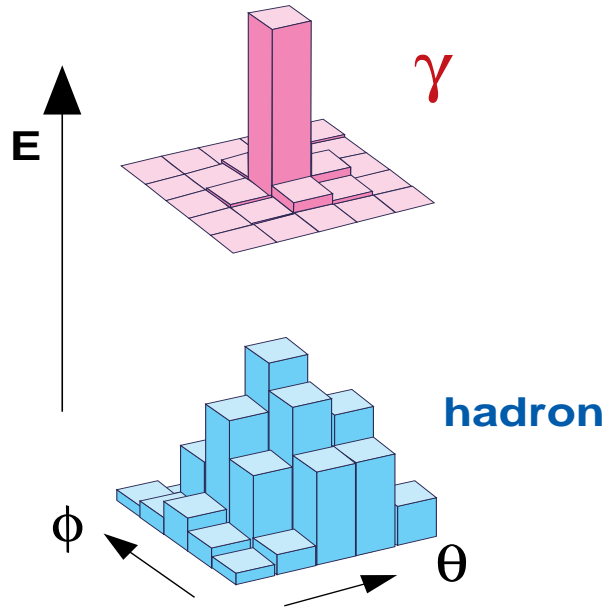


FIG. 4.13 – Forme de la gerbe électromagnétique pour un photon (haut) et un hadron (bas). L'énergie déposée dans chaque cristal est proportionnelle à la hauteur du pavé.

- **Identification d'un électron ou positron [11]:** La signature caractéristique est constituée d'un dépôt électromagnétique au niveau du calorimètre associé à une trace dans la TEC (figure 4.12.b). Pour être sûr que les traces détectées correspondent bien aux bumps sélectionnés, on demande que la différence entre l'angle du bump identifié (calculé selon la méthode du centre de gravité de l'énergie dans une matrice  $3 \times 3$  autour du cristal central) et la direction de la trace TEC la plus proche soit inférieure à 10 mrad, ce qui correspond à environ 3 déviations standard

Des critères de qualité pour les traces TEC sont également demandés. Une trace (bonne) TEC doit avoir au moins 10 (20) fils touchés et au minimum un écart de 15(30) fils entre le premier et le dernier. L'impulsion transverse de la trace doit être supérieure à 50 (100) MeV. De plus la distance au vertex dans le plan transverse doit être inférieure à 10 mm pour assurer que la trace parte bien du point d'interaction et non d'un éventuel vertex secondaire.

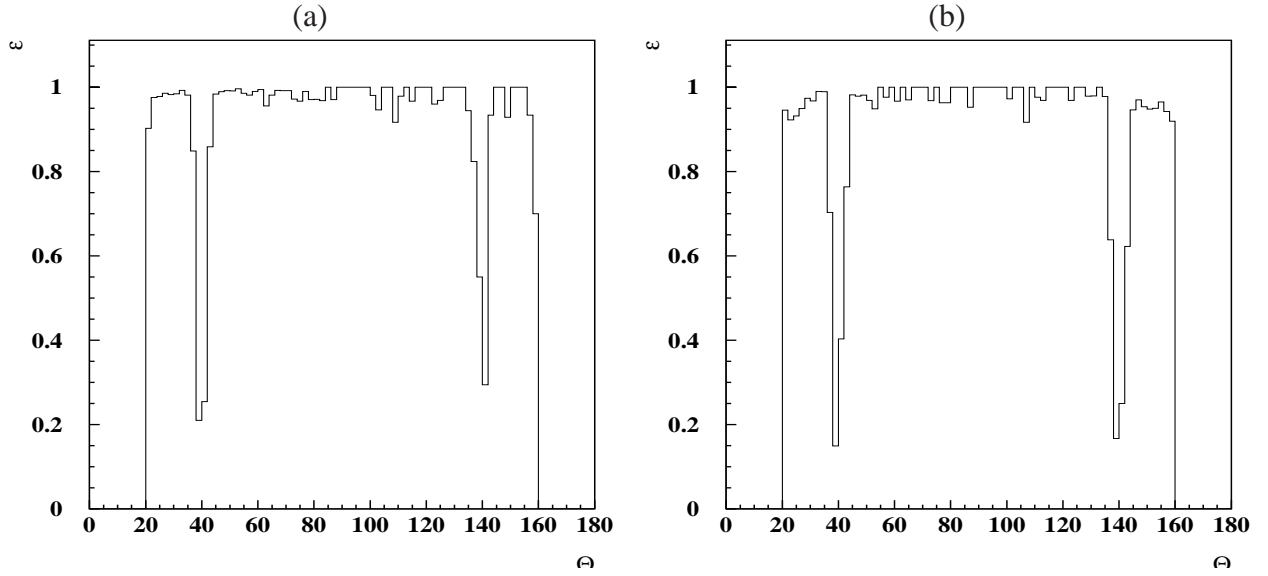


FIG. 4.14 – Efficacité d'identification d'un électron ou d'un positron (a) et d'un photon (b)

L'efficacité d'identification moyenne est de 98.1 % pour des électrons ou positrons d'énergie supérieure à 1 GeV dans la partie centrale du BGO. On obtient une efficacité comparable (97.5 %) pour l'identification des photons de plus de 1 GeV.

Les Figures 4.14.a et 4.14.b représentent respectivement l'efficacité d'identification moyenne d'un électron ou d'un positron (a) et d'un photon suivant l'angle  $\theta$  par rapport au faisceau en degrés en excluant l'acceptance du EGAP. L'efficacité de détection chute sur l'avant pour les électrons ou les positrons car le nombre de fils disponibles est plus faible.

- **Muon [11]:** La présence d'une trace dans les chambres à muons, associée à un dépôt au minimum d'ionisation dans les calorimètres et une trace dans la TEC révèle la présence d'un muon (figure 4.12.c). Une énergie minimale de 3 GeV est nécessaire pour que le muon puisse atteindre les chambres à muons. En effet, il doit avoir une énergie supérieure ou égale à l'énergie perdue par ionisation dans les calorimètres électromagnétique et hadronique, 250 MeV et 2.3 GeV respectivement. Enfin, les muons sont associés à des dépôts d'énergie dans les scintillateurs (paragraphe 3.3.4). l'efficacité d'identification moyenne est de 89.3 % quand on se limite à la partie centrale du spectromètre à muons pour des muons de plus de 3 GeV (figure 4.15).
- **Tau [11]:** Le lepton  $\tau$  a une durée de vie très courte et se désintègre pratiquement au point de collision. Il se désintègre majoritairement en hadrons : un ou trois pions chargés plus un  $\nu_\tau$  et éventuellement d'autres pions neutres. Il est identifié par la reconstruction d'un jet à faible multiplicité avec une ou trois traces chargées (figure 4.12.d).
- **Hadrons:** Un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique associé à un dépôt dans le calorimètre hadronique, indique la présence d'un hadron dans l'état final.

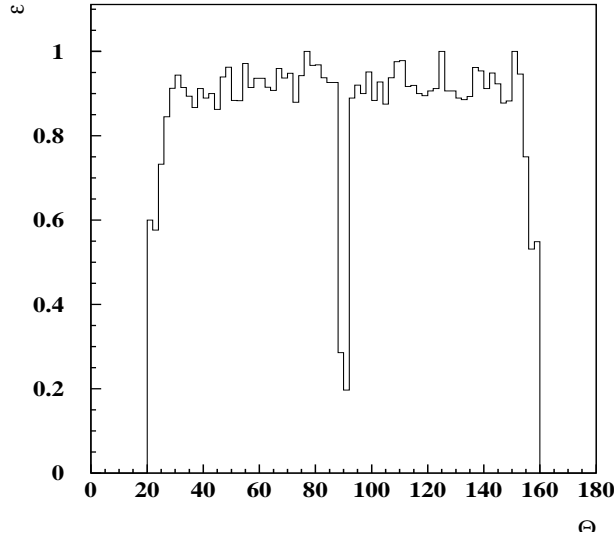


FIG. 4.15 – Efficacité d'identification d'un muon en fonction de l'angle  $\theta$  par rapport au faisceau en degrés

Du point de vue expérimental, les quarks produits se fragmentent en jets de particules. L'axe de ce jet renseigne sur la direction d'émission du quark initial.

L'objectif est de regrouper les hadrons provenant de la fragmentation des quarks pour reconstruire les jets, et exploiter au mieux la cinématique des quarks initiaux. Différents algorithmes peuvent être utilisés. L'algorithme de DURHAM [12] a été appliqué dans cette analyse. Ce dernier est basé sur le critère d'association suivant :

$$y_{ij} = d_{cut}^2 / E_{vis}^2 = \frac{2 \min(E_i^2, E_j^2) (1 - \cos \theta_{ij})}{E_{visible}^2}$$

où  $\theta_{ij}$  est l'angle entre les impulsions  $\vec{p}_i$  et  $\vec{p}_j$ .

On procède de manière itérative : pour chaque paire de particules  $i$  et  $j$  ayant respectivement les impulsions  $\vec{p}_i, \vec{p}_j$  et les énergies  $E_i, E_j$ , appartenant à une population de  $N$  particules formant l'événement, on cherche les deux particules les plus proches en angle, et on teste si la distance relative  $y_{ij}$  est inférieure à une valeur de coupure  $y_{cut}$  fixée préalablement. Dans ce cas, les deux particules sont regroupées en une seule entité. Dans le cas contraire, l'entité de plus faible énergie est enregistrée comme un jet et celle de plus haute énergie est introduite de nouveau dans la liste.

La procédure est arrêtée dans l'un des cas suivants :

- la valeur minimale de  $y_{ij}$  sur l'ensemble des entités restantes est supérieure à la valeur de coupure  $y_{cut}$ .
- le nombre d'entités regroupées est égal au nombre  $N_j$  de jets préalablement fixé.



Une fois les particules formant un événement (réel ou issu de la génération Monte-Carlo) identifiées, leurs caractéristiques cinématiques (énergie et impulsion) serviront à construire des grandeurs physiques qui permettent de mettre en évidence les singularités de chaque type d'événement.

## 4.6 Etude des variables discriminantes

Les variables de discrimination entre signal et bruits de fond standard utilisées dans cette analyse sont introduites et commentées ci-après :

- **Energie visible ( $E_{vis}$ )**: Somme des énergies mesurées dans les différents sous détecteurs. La présence dans l'état final des signaux recherchés d'une paire de neutralinos et éventuellement d'une paire de neutrinos, fait que leurs énergies visibles sont faibles par rapport aux fonds Standard surtout le fond WW. Dans le cas le plus général, l'énergie visible associée à un signal dépend de la masse des neutralinos qui échappent à la détection, elle augmente avec  $\Delta M$ .
- **Masse visible**:  $M_{vis} = \sqrt{E_{vis}^2 - P_{tot}^2}$
- **Impulsion totale  $P_{tot}$**  : C'est le module de la somme des impulsions des particules formant l'événement. Elle est égale en module à l'impulsion manquante ( $\vec{P}_{mis} = -\vec{P}_{tot}$ ).
- **Energie manquante**: Définie comme étant la différence entre énergie dans le centre de masse et la somme des énergies mesurées dans les différents sous détecteurs. Elle diminue lorsque  $\Delta M$  augmente.
- **Energie à l'avant et à l'arrière du détecteur** : Ce sont les énergies mesurées dans le moniteur de luminosité ( $E_{lum}$ ) et dans les calorimètres plomb/scintillateur ( $E_{alr}$ ) et qui ne sont pas comptabilisées dans  $E_{vis}$ . Des coupures supérieures sur ces variables (coupures *Veto*) permettent d'éliminer les processus où l'un ou les deux électrons ou photon(s) (pour les processus  $ZZ/\gamma^*$ ) sont diffusés dans la région avant/arrière du détecteur, ce qui est la principale caractéristique des interactions à deux photons.
- **Acolinéarité (Acol)** : C'est l'angle entre les deux jets mesuré dans l'espace. La coupure sur cette variable affecte les événements ayant une faible impulsion manquante transverse. En effet, si dans un événement toutes les particules produites sont détectées, l'impulsion totale doit être presque nulle. Dans le cas où cet événement est forcé en deux jets, ces derniers doivent être *dos à dos*, et la distribution de l'acolinéarité pour ce type de processus sera piquée à  $180^\circ$ .
- **Acoplanarité de l'événement (Acop)** : C'est la projection sur le plan transverse à l'axe du faisceau de l'angle entre les directions des deux jets. Dans le cas où un photon émis à l'état initial ou un électron échappe à la détection et part dans le tube à vide (cas typique des fonds  $Z/\gamma^*$  et  $\gamma\gamma$ ), l'impulsion transverse totale de l'événement est conservée et la

distribution de l'acolinéarité n'est plus piquée à  $180^0$ . L'acoplanarité aura alors un pouvoir discriminant plus important (piquée à son tour à  $180^0$ ).

- **Impulsion transverse ( $P_t$ )** : C'est la projection de l'impulsion totale de l'événement ou d'une particule sur le plan transverse au faisceau. Les événements émis vers l'avant sont caractérisés par une faible impulsion transverse. Il en est de même pour les événements hadroniques isotropes. C'est une variable au pouvoir discriminant non négligeable, surtout pour réduire la contamination du processus d'interaction à deux photons.
- **Rapport  $P_t/E_{vis}$**  : Elle permet de réduire les fonds d'interaction à deux photons et ceux comportant un Z radiatif qui présentent une faible valeur d'impulsion transverse. Dans le cas où un photon ISR (par exemple pour le  $Z/\gamma^*$ ) part dans le tube à vide, le boson Z n'est pas produit au repos et son impulsion est dirigée suivant la même direction. Les jets produits seront *dos à dos* dans le plan transverse. Par contre pour le signal, la présence des neutralinos  $\tilde{\chi}_1^0$  et éventuellement d'un ou plusieurs neutrinos fait que l'impulsion transverse couvre une gamme plus large que les fonds dominants pour une fenêtre d'énergie visible donnée.
- **Rapport  $P_{||}/E_{vis}$**  : C'est le rapport entre la projection de l'impulsion totale de l'événement (ou d'une particule) sur la direction du faisceau et l'énergie visible. Pour une même fenêtre d'énergie visible elle permet de caractériser les processus qui sont émis vers l'avant/arrière du détecteur ( $P_{||}/E_{vis}$  élevé).
- **Energie vers l'avant (Ev[angle])** : C'est l'énergie déposée dans un angle solide de demi ouverture donnée autour du faisceau (Ev12: correspond à un angle de  $12^0$ ). Dans cette analyse, on a utilisé principalement la variable Ev30. Le rôle principal de cette grandeur est de rejeter les événements dans lesquels une ou plusieurs particules partent vers l'avant/arrière du détecteur. En effet, si par exemple dans un événement hadronique, l'un des jets pointe vers l'avant du détecteur, une ou plusieurs particules du jet peuvent passer dans le tube à vide et simuler ainsi de l'énergie manquante, caractéristique principale des signaux supersymétriques recherchés.

Le rapport avec l'énergie visible ( $Ev30/E_{vis}$ ) a été également utilisé dans la plupart des analyses. Cette variable permet de réduire de manière significative le processus d'interaction à deux photons, sans pour autant affecter le signal. Pour les événements émis vers l'avant cette variable est piquée à 1, alors que pour le signal cette variable est uniforme.

- **Rapport  $P_{tot}/E_{mis}$**  : Cette variable est définie comme étant le rapport de l'impulsion manquante sur l'énergie manquante. Elle donne une idée sur la corrélation qui existe entre l'énergie manquante et la masse manquante du système. Cette dernière est faible pour les fonds Standard (dans le cas où la totalité des particules produites sont détectées) et grande pour le signal qui présente une énergie manquante plus importante que celle des fonds.
- **Le "Thrust"** : Il revient à chercher la direction pour laquelle la somme des impulsions longitudinales (suivant cette direction) de toutes les particules produites, normalisée à la

somme des impulsions en module, est maximale. La valeur de cette fonction est appelée thrust (**poussée de l'événement**). Le thrust peut prendre des valeurs entre 0.5 (correspondant à des événements isotropes avec des jets très ouverts) et 1 (pour des événements avec des jets fins, dos à dos). Cette variable permet de donner une information sur la géométrie de l'événement.

- **Sin(Thpm) :** Thpm est l'angle entre l'impulsion manquante et l'axe du faisceau. Dans un événement signal, sa distribution est uniforme. Par contre pour les processus de fond où une ou plusieurs particules partent dans le tube à vide, l'impulsion manquante pointe vers l'avant, et on aura une distribution piquée vers 0, caractéristique principale du fond d'interaction à deux photons.
- **Energie du lepton : Elep(i)** C'est l'énergie du ième lepton, ces derniers sont classés par ordre d'énergie décroissante. Elle permet de réduire le fond  $Z/\gamma^*$  dans le cas où le photon émis lors du retour radiatif du Z serait détecté. En effet à LEP 2, l'énergie de ce photon peut atteindre des valeurs très élevées allant de 80 à 200 GeV.

Dans l'analyse leptonique, on a introduit une nouvelle variable :

$$(\sqrt{s}/2 - \text{elep}(1))/(\sqrt{s}/2 - \text{elep}(2))$$

qui possède un pouvoir discriminant très élevé. En effet à la limite cinématique du signal, la paire de charginos est produite au repos. Et de ce fait, les énergies des leptons produits par la désintégration du W ont presque la même valeur. Donc on aura une distribution de cette variable piquée à 1. Par contre les processus Standard (principalement le fond  $WW$ ), à cause de la présence d'une poussée (boost) éventuelle, présentent une distribution uniforme.

- **Thj11 et Thj21 :** Ce sont les angles  $\theta$  associés aux deux jets reconstruits en enlevant un lepton de la liste des particules. Ces variables sont utilisées dans les sélections semi-leptoniques, elles permettent de réduire les événements dans lesquels les jets formés pointent vers l'avant/arrière du détecteur (signature typique de l'interaction à deux photons)
- **Masse hadronique :** Dans la sélection semi-leptonique (deux jets plus un lepton isolé), cette variable est définie comme étant la masse visible de l'événement calculée en enlevant un lepton. Cette variable permet de réduire la contamination du fond  $WW$  dans la région grand  $\Delta M$ .
- **ETTL et ETTT :** Il sont respectivement les valeurs absolues de la projection de l'impulsion totale manquante de l'événement sur les directions longitudinale et transverse à la direction de la poussée (thrust). Ils permettent de mettre en valeur l'éventuelle corrélation entre l'impulsion totale et la poussée de l'événement.

## 4.7 Présélection des événements charginos et neutralinos

Les luminosités collectées par L3 aux énergies dans le centre de masse de 203 à 208 GeV ont été présentées dans le tableau 4.1. Elles correspondent à plusieurs millions d'événements répartis sur plusieurs paliers d'énergie. Afin de réduire la quantité de données à manipuler, nous procédons à une présélection dont le rôle est d'éliminer les événements dont la topologie est très éloignée de celle des signaux recherchés.

Les signaux Monte-carlo sont générés pour différentes valeurs de  $\Delta M = (M_{susy} - M_{LSP})$  et pour différents canaux de désintégration. Afin de coller au plus près aux topologies des signaux recherchés, on a effectué des présélections indépendantes pour les signaux charginos et neutralinos dans les voies suivantes :

$$\tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow ll + \cancel{E}, (l=e,\mu) \quad (§4.7.1)$$

$$\tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow ljj + \cancel{E} \quad (§4.7.2)$$

$$\tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow jjjj + \cancel{E} \quad (§4.7.3)$$

$$\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow jj + \cancel{E} \quad (§4.7.4)$$

Nous présenterons dans ce qui suit les présélections appliquées à l'ensemble des paliers d'énergie et leurs efficacités sur le signal en fonction de  $\Delta M$ . Les résultats de ces présélections seront illustrés sur les données collectées pour une énergie moyenne  $\langle \sqrt{s} \rangle = 206$  GeV.

### 4.7.1 Présélection des charginos en deux leptons et énergie manquante

Dans cette partie on s'intéresse au processus suivant :

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 l^+l^- \nu_l \bar{\nu}_l; l=e,\mu$$

Bien que le rapport d'embranchement de la désintégration des charginos en leptons soit faible :  $\text{Br}(\tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^- \bar{\nu}_l) \simeq 10\%$ , la recherche dans cette voie n'en est pas moins intéressante. En effet l'identification et la caractérisation des leptons dans le détecteur L3 est très performante.

La signature des charginos dans le détecteur sera caractérisée par la détection de deux leptons  $l^+l^-$  (électron, muon) acolinéaires et de l'énergie manquante.

#### 4.7.1.a Présélection commune des événements

La première étape dans cette sélection consiste à rechercher tous les événements ayant au moins deux leptons en voie finale, en appliquant des critères simples qui ne préjugent pas de la masse des charginos  $\tilde{\chi}_1^\pm$ . L'objectif de cette présélection est d'éliminer les fonds qui ne sont pas simulés mais qui sont présents dans les données, et également d'éliminer les événements à très haute multiplicité (grand nombre de traces et grand nombre d'amas calorimétriques). Les critères appliqués sont :

\* Au moins deux leptons dans la voie finale (NLPT  $\geq 2$ )

- \* Nombre de traces chargées dans la TEC compris entre 2 et 4 ( $2 \leq \text{NTRK} \leq 4$ )
- \* Nombre d'amas (clusters) calorimétriques entre 2 et 14 ( $2 \leq \text{NASR} \leq 14$ )
- \* Energie visible supérieure à 3 GeV ( $E_{vis} > 3 \text{ GeV}$ )
- \* Impulsion transverse de l'événement supérieure à 1 GeV ( $P_t > 1 \text{ GeV}$ )

En vue de réduire les importants fonds Standard et donc d'améliorer le rapport signal/bruit, d'autres critères ont ensuite été appliqués séparément dans chacune des voies de recherche :

$$\begin{aligned} e^+ e^- &\rightarrow \tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 e^+ e^- \nu_e \bar{\nu}_e \\ e^+ e^- &\rightarrow \tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \mu^+ \mu^- \nu_\mu \bar{\nu}_\mu \\ e^+ e^- &\rightarrow \tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 e^+ \mu^- \nu_e \bar{\nu}_\mu \end{aligned}$$

#### 4.7.1.b Présélection des événements à deux électrons et énergie manquante

Le signal est caractérisé par la détection d'uniquement une paire ( $e^+$ ,  $e^-$ ). Donc en terme d'observables physiques on requiert :

- la présence d'au moins 2 particules électromagnétiques,
- la présence d'uniquement deux bonnes traces chargées (de signes opposés dans la mesure où leurs impulsions sont inférieures à 20 GeV),
- les deux bonnes traces doivent être associées à deux des dépôts électromagnétiques selon les critères cités au paragraphe 4.5.
- l'existence d'un nombre de clusters dans le calorimètre électromagnétique compris entre 2 et 4, et ce pour tenir compte des photons qui peuvent éventuellement être émis dans l'état initial et final (ISR,FSR),
- on exige que l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique soit inférieure à 10 GeV,
- la masse visible ( $M_{vis}$ ) doit être supérieure à 3 GeV. Cette coupure est nécessaire pour éliminer les événements qui ne sont pas simulés au niveau Monte Carlo,
- l'acoplanarité doit obéir au critère suivant :  $-0.99 < \text{Cos}(A_{cop})$

Une grande valeur de cette variable, comme on l'a montré précédemment caractérise les événements issus de processus Standard détectés sans énergie manquante. Typiquement le processus Bhabha est le plus affecté par cette coupure,

- des coupures Veto ont été ajoutées pour réduire les événements qui sont émis vers l'avant du détecteur, comme le processus d'interaction à deux photons :
  - Energie déposée dans le calorimètre plomb/scintillateur  $E_{alr} < 6 \text{ GeV}$
  - Energie déposée dans les luminomètres  $E_{lum} \leq 6 \text{ GeV}$

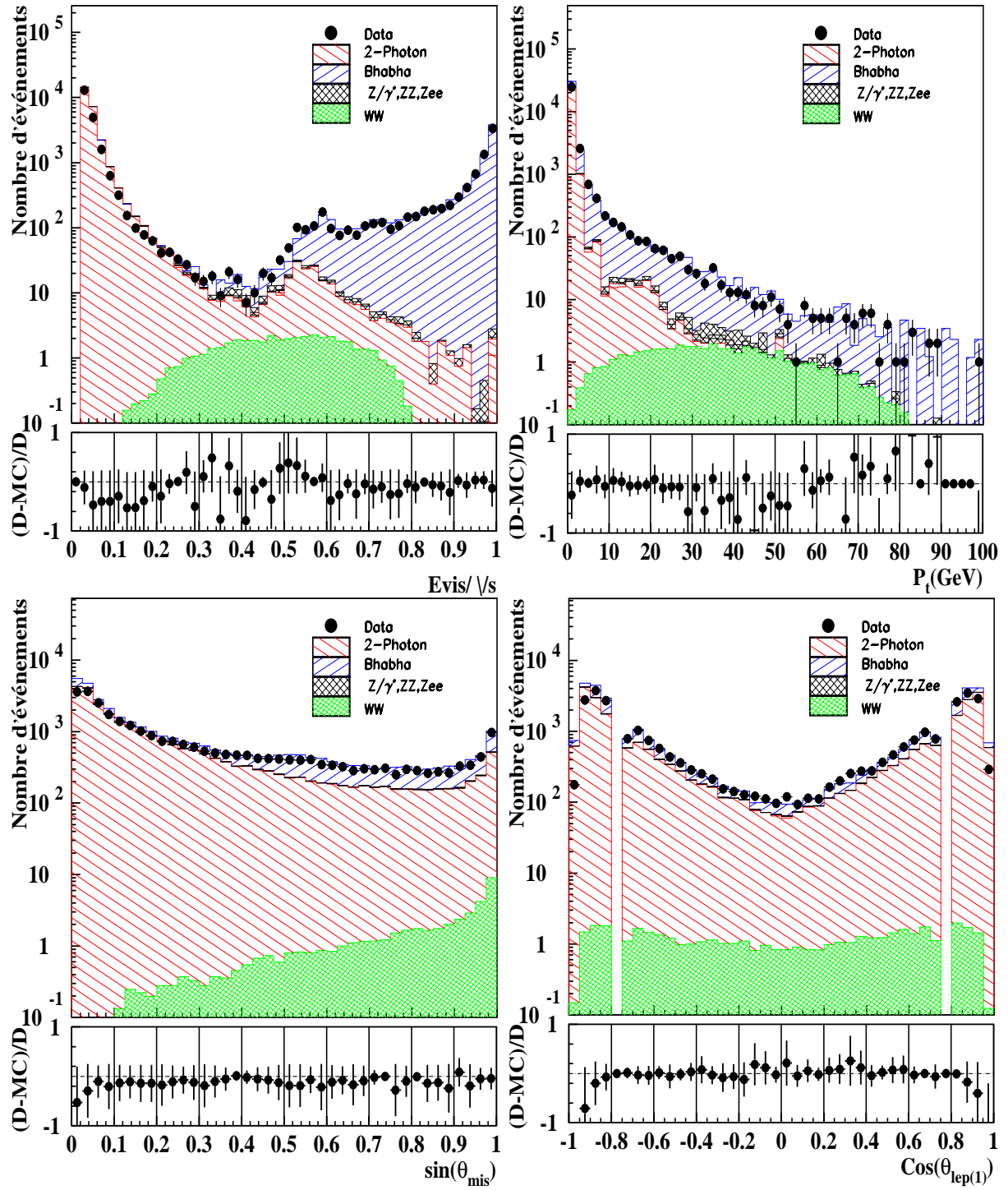


FIG. 4.16 – Comparaison des données réelles et des processus de fond Standard au niveau de la présélection. L'énergie visible normalisée à l'énergie dans le centre de masse (haut à gauche), le moment transverse total (haut à droite), l'angle  $\theta$  du moment manquant (bas à gauche) et l'énergie de l'électron le plus énergétique (bas à droite). L'énergie moyenne dans le centre de masse est de 206 GeV correspondant à une luminosité intégrée de 217.4 pb<sup>-1</sup>. L'écart relatif entre les données sélectionnées et les prévisions du Modèle Standard est représenté au dessous de chaque distribution.



#### 4.7.1.c Présélection des événements à deux muons et énergie manquante

Pour identifier la paire  $\mu^+ \mu^-$ , on utilise les critères suivants :

- On exige que le nombre total de leptons chargés dans chaque événement soit égal à deux ainsi que deux bonnes traces dans la  $T.E.C$  associées à ces leptons. Une coupure sur le nombre de dépôts calorimétriques permet de supprimer une partie non négligeable des événements à haute multiplicité. Pour sélectionner un muon, on demande une trace dans les chambres à muons associée à une trace  $T.E.C$ , et qu’au moins deux chambres  $r - \Phi$  sur trois et une chambre  $z$  sur deux, soient touchées. De plus la distance au vertex dans le plan transverse doit être inférieure à 250 mm et celle calculée le long du faisceau, doit être inférieure à 300 mm. Cette coupure est destinée à éliminer les muons produits dans les gerbes hadroniques par désintégration des pions chargés. Pour éliminer la présence de muons cosmiques, on exige qu’au moins un scintillateur soit en temps avec la collision  $e^+e^-$ .
- On demande ensuite que l’impulsion transverse totale soit supérieure à 1 GeV. Cette coupure a pour objectif de rejeter les événements mal simulés à basse énergie et les événements qui sont émis vers l’avant du détecteur. Les processus Standard complets (détectés en totalité, donc n’ayant pas d’énergie manquante, donnent généralement des leptons émis dos-à-dos ) sont réduits par l’application d’une coupure sur l’acoplanarité. On demande donc que  $\cos(A_{cop}) > -0.99$ .
- Les mêmes critères de veto que pour la présélection  $e^+e^- + \cancel{E}$  ont été appliqués.

#### 4.7.1.d Présélection des événements à un électron, un muon et énergie manquante

Dans ce filtre on utilise pratiquement les mêmes critères d’identification des muons et des électrons présentés dans les paragraphes précédents. La particularité de ce type de signature est que le nombre d’événements attendus est faible. En effet très peu de processus Standard donnent de telles signatures. Les critères appliqués se résument comme suit :

- Un nombre de traces supérieur ou égal à 1
- Une énergie associée à l’électron supérieure à 2 GeV.
- Une énergie associée au muon supérieure à 3 GeV.
- Les vetos : moins de 6 GeV dans les luminomètres et dans les ALR, et moins de 10 GeV d’énergie déposée dans le calorimètre hadronique.

#### 4.7.1.e Résultats de la présélection leptonique

Le tableau 4.3 donne les valeurs de l’efficacité en fonction de la différence de masse pour les canaux leptoniques étudiés. Les valeurs maximales sont obtenues dans les régions de  $\Delta M$

moyenne et grande (les coupures de présélection utilisées pour réduire les fonds d'interaction à deux photons affectent d'autant le signal à faible valeur de  $\Delta M$ , à cause de la grande similitude topologique entre eux), les efficacités dans le canal deux électrons et énergie manquante sont généralement plus élevées que celles obtenues dans les autres canaux ( $\mu^+\mu^- + \cancel{E}$  et  $e^\pm\mu^\mp + \cancel{E}$ ). Ceci est dû principalement à la faible acceptation de détection des muons, qui sont identifiés à partir de  $\pm 36^\circ$  en  $\theta$ .

$\Delta M$ (GeV)	3	5	10	30	50	70	90	100
efficacité $e^+e^- + \cancel{E}$ (%)	10.86	39.93	65.0	78.3	76.6	76.9	76.6	76.7
efficacité $\mu^+\mu^- + \cancel{E}$ (%)	0	8.7	39.7	50.9	69.4	68.5	62.7	62.1
efficacité $e^+\mu^- + \cancel{E}$ (%)	0	10.1	44.4	59.5	62.7	62.8	66.1	62.7

TAB. 4.3 – Efficacités obtenues sur le signal charginos ( $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 103$  GeV) à la présélection leptonique.

La comparaison des données collectées à L3 et des prévisions du Modèle Standard pour la topologie deux électrons et énergie manquante à des énergies moyennes dans le centre de masse supérieures à 203 GeV est montrée dans les figures 4.16. Les variables représentées sont respectivement l'énergie visible normalisée à l'énergie dans le centre de masse, le moment transverse, l'angle  $\theta$  du moment manquant et la distribution angulaire du lepton le plus énergétique. Dans chaque figure on a représenté l'écart relatif entre les données sélectionnées et les prévisions du Modèle Standard.

A ce niveau, les événements sélectionnés sont en accord avec les prévisions du Modèle Standard (figures 4.16). Un léger excès, moins d'une déviation standard est observé, localisé principalement dans la région à faible énergie visible et faible impulsion transverse. Dans cette région le fond dominant est le processus d'interaction à deux photons.



### 4.7.2 Présélection des $\tilde{\chi}_1^\pm$ dans la voie un lepton plus deux jets et énergie manquante

Le canal semi-leptonique ( $\tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}' l \nu_l$ ) possède une signature expérimentale très intéressante. En effet la présence d'un lepton isolé et d'une paire de jets rendent l'identification de ce type d'événement relativement simple. La présence des jets dans l'état final (multiplicité des événements relativement élevée) permet d'accentuer les coupures sur le nombre de traces et le nombre d'amas calorimétriques par rapport à la présélection leptonique. Ce qui permet de réduire de manière significative la contribution de tous les processus à deux fermions dans l'état final. La présence d'un lepton a l'avantage de réduire la contamination des processus purement hadroniques, surtout ceux qui ne présentent qu'une énergie manquante instrumentale, tels que le fond  $WW$  qui donne quatre jets et le fond  $Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ .

#### 4.7.2.a Coupures de présélection

Dans une première phase, on essaiera d'identifier le lepton isolé :

On exige que l'énergie déposée dans un cône de demi-ouverture de  $20^\circ$  autour de l'axe du lepton soit inférieure à 4 GeV. Ceci permet d'éliminer les événements purement hadroniques ayant un ou plusieurs jets qui, lors de la hadronisation des quarks, produisent des leptons dans l'état final.

L'angle entre les directions du lepton et des jets doit être supérieur à  $15^\circ$ . En effet, la coupure précédente se révèle insuffisante pour les événements isotropiques peu énergiques. Les jets dans ce cas sont reconstruits après avoir masqué un lepton. Ceci permet de ne pas biaiser les caractéristiques des jets.

Les deux critères d'isolation précédents s'appliquent à des leptons ( $e^\pm, \mu^\pm$ ) qui ont déjà satisfait aux critères d'identification présentés dans la présélection purement leptonique.

On exige que l'énergie de chaque lepton présent dans l'état final soit inférieure à 50 GeV. Cette coupure est mise dans le but de réduire la contribution du fond  $Z/\gamma^*$ .

On exige que le nombre de traces et le nombre d'amas calorimétriques soient supérieurs à quatre. Cette limite, bien qu'elle semble a priori faible pour des événements hadroniques typiques, n'en est pas moins nécessaire dans l'analyse chargino. Une limite plus élevée élimine fortement le signal à faible  $\Delta M$ . En effet dans la désintégration des charginos  $\tilde{\chi}_1^\pm$ , plus  $\Delta M$  est faible, plus l'énergie disponible pour former les jets est faible, et les événements attendus sont de faible multiplicité.

La deuxième phase de la présélection est consacrée à la réduction des processus de bruit de fond issus du Modèle Standard :

On exige que le rapport entre l'énergie déposée dans un cône de  $30^\circ$  autour de la direction du faisceau et l'énergie totale visible soit inférieur à 80 %. Cette coupure, ajoutée aux coupures vetos, définies dans la présélection leptonique, permet de réduire les processus qui produisent des particules émises vers l'avant simulant ainsi de l'énergie manquante (une ou plusieurs particules qui partent dans le tube à vide). Elle vise principalement la réduction du fond d'interaction

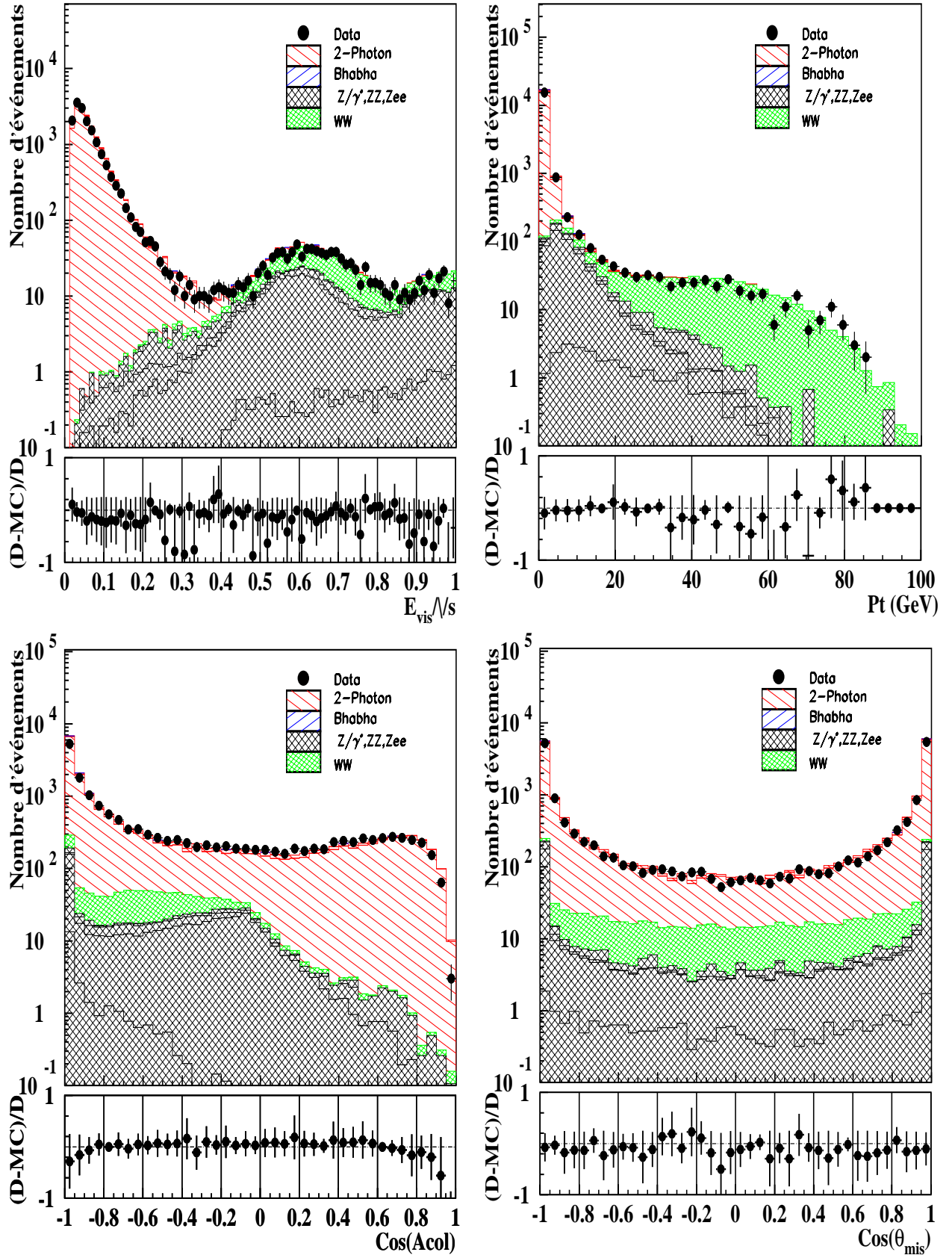


FIG. 4.17 – Accord données réelles - données Monte Carlo à la présélection semi-leptonique. L'énergie moyenne dans le centre de masse est de 206 GeV et la luminosité intégrée est de  $217.4 \text{ pb}^{-1}$ . L'écart relatif entre les données sélectionnées et les prévisions du Modèle Standard est représenté au dessous de chaque distribution.

à deux photons.

Pour renforcer le critère précédent, on a demandé que l'angle  $\theta$  de chaque jet<sup>2</sup> soit supérieur à  $12^\circ$ , et que l'impulsion manquante ne pointe pas dans la région avant du détecteur :  $\theta_{mis} > 23^\circ$ .

Un dernier critère est placé sur l'acoplanarité pour éliminer les événements planaires. On demande que l'acoplanarité soit inférieure à  $172^\circ$ .

#### 4.7.2.b Résultats de la présélection semi-leptonique

Les critères précédents ont été appliqués sur les données collectées à L3.

La figure 4.17 montre une comparaison entre les données réelles et les données de simulation Monte Carlo pour quelques variables, Ceci pour une luminosité intégrée de  $217.4 \text{ pb}^{-1}$  et pour une énergie moyenne dans le centre de masse de 206 GeV.

On a sélectionné à ce stade de l'analyse 17176 événements dans les données réelles pour 18782 événements prédits par le Modèle Standard (le rapport entre l'attendu et l'observé est de 1.09). Le tableau 4.4 donne l'efficacité du signal chargino, pour différentes valeurs de  $\Delta M$ .

$\Delta M$ (GeV)	3	5	10	30	50	75	90	100
efficacité (%)	10.6	37.1	64.3	74.5	72.1	70.9	70.9	65.8

TAB. 4.4 – Efficacité obtenue sur le signal charginos ( $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 103 \text{ GeV}$ ) à la présélection

Bien que les critères de présélection appliqués soient communs à toutes les fenêtres de  $\Delta M$ , leurs effets sur le signal dépendent fortement de la similitude du point de vue cinématique entre signal et fond. En effet à faible  $\Delta M$ , la topologie de désintégration d'une paire  $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$  est similaire à l'état final du fond d'interaction à deux photons, et à grand  $\Delta M$ , elle est similaire à celui du fond WW. Ce qui explique la baisse d'efficacité de sélection dans ces deux zones.

2. noté dans la suite thj11 (thj21) grandeur associée à l'angle  $\theta$  du premier (deuxième) jet le plus énergétique reconstruit en enlevant un lepton de la liste des particules

### 4.7.3 Présélection des $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ dans la voie hadronique avec énergie manquante

Ce canal de recherche est le plus performant, puisqu'il contribue à plus de 45 % au rapport d'embranchement final de désintégration du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  :  $(\tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}' q'' \bar{q}''')$

On présentera les critères énergétiques et angulaires qui permettent de mettre en valeur les caractéristiques du signal, en exploitant au mieux la propriété des fonds Standard (WW, Z/ $\gamma^*$ ) ayant une signature purement hadronique : l'absence d'énergie manquante.

#### 4.7.3.a Critères de présélection

On applique dans un premier temps les critères globaux suivants :

- Les critères de multiplicité :

Dans le but d'éliminer la contribution des fonds Standard à faible multiplicité, on a sélectionné dans un premier temps des événements ayant au moins 5 traces chargées et 6 amas calorimétriques. Mais ces critères pénalisent fortement le signal, à faible  $\Delta M$ . Pour tenir compte de cet effet, on a relâché cette coupure pour les événements ayant une masse visible comprise entre 3 et 20 GeV, à au moins 4 traces chargées et 4 amas calorimétriques.

- Les critères énergétiques :

Lorsque les coupures de présélection sur le nombre de traces chargées et le nombre d'amas calorimétriques sont suffisamment faibles ( $M_{vis} < 20$  GeV), des événements purement électromagnétiques peuvent passer ce filtre. Pour réduire ce type d'événements tout en sauvegardant le maximum d'efficacité, on exige que le rapport entre l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique et l'énergie visible soit inférieur à 85%. Par ailleurs, on demande que ce rapport soit supérieur à 15 %. Cette dernière coupure sert à éliminer les événements issus de l'interaction du faisceau avec le gaz résiduel dans le tube à vide, simulant ainsi des événements peu énergiques avec une multiplicité relativement élevée.

On demande aussi que l'énergie déposée dans un cône de  $30^\circ$  autour de la direction du faisceau soit inférieure à 70 % de l'énergie visible.

Enfin, on applique les coupures de veto communes à toutes les analyses.

- les critères angulaires

Une coupure sur la direction de l'impulsion manquante supérieure à  $23^\circ$ , pour éliminer les événements ayant une ou plusieurs particules qui seraient passées dans le tube à vide.

L'acolinéarité et l'acoplanarité sont deux grandeurs très importantes, à l'instar de ce qu'on a présenté précédemment. Elles permettent de réduire la contamination des événements n'ayant pas d'énergie manquante. On a exigé dans un premier temps, qu'elles soient

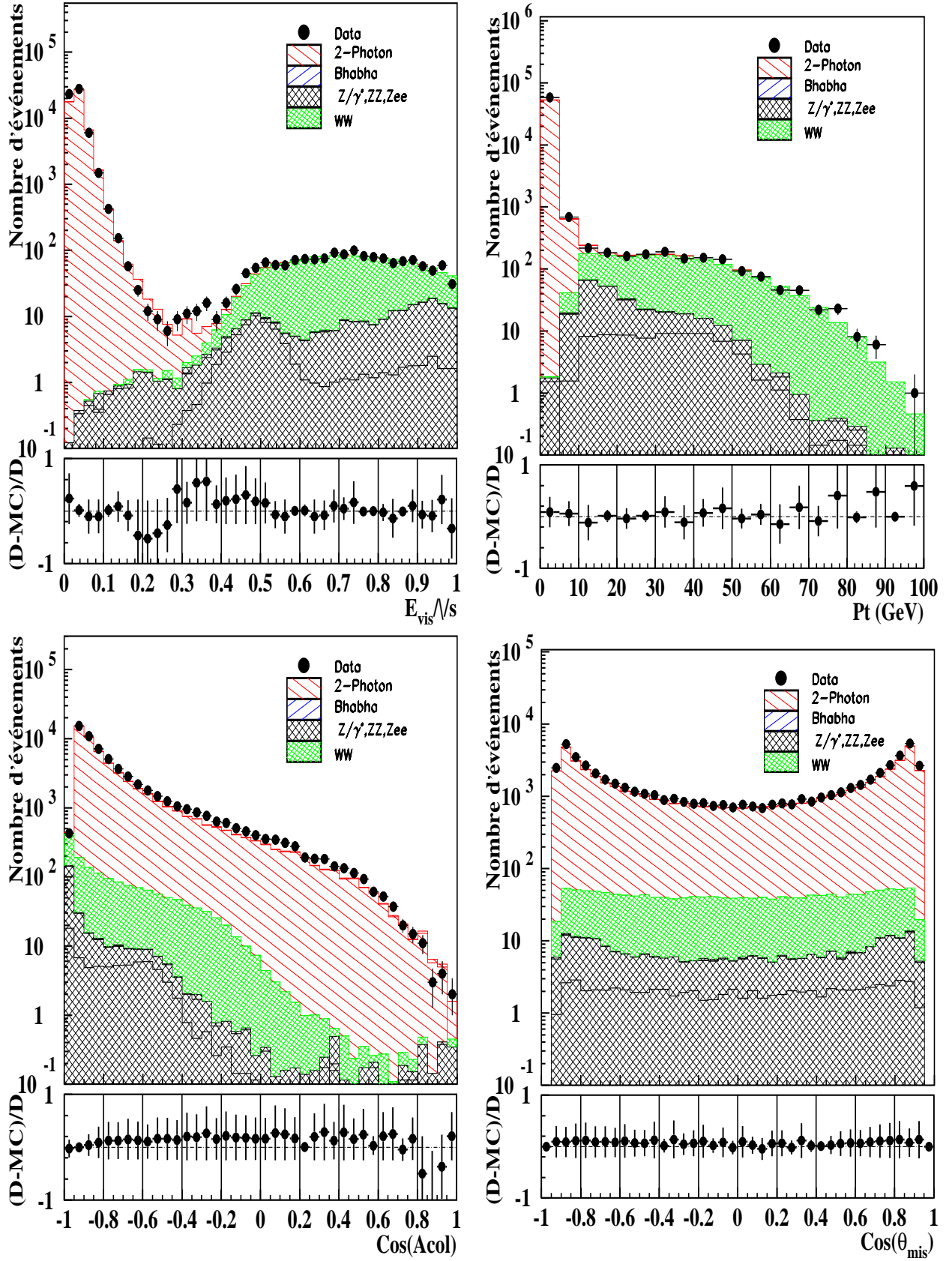


FIG. 4.18 – Accord données réelles - données Monte Carlo à la présélection charginos dans le canal hadronique. l'énergie moyenne dans le centre de masse est de 206 GeV et la luminosité intégrée est de  $217.4 \text{ pb}^{-1}$ . L'écart relatif entre les données sélectionnées et les prévisions du Modèle Standard est représenté au dessous de chaque distribution.

inférieures à  $160^\circ$ . Mais ces deux coupures deviennent très sévères pour des signaux dont la différence de masse entre le chargino et le neutralino est grande (à cause de la poussée du chargino, en effet, l'angle entre les quarks issus de la désintégration du W augmente avec  $\Delta M$ ). Pour tenir compte de cet effet, on a exigé pour des événements ayant une masse visible supérieure à 60 GeV, que l'acolinéarité ainsi que l'acoplanarité soient inférieures à  $172^\circ$ . Le premier critère est appliqué dans le cas contraire.

#### 4.7.3.b Résultats de la présélection hadronique

La figure 4.18 représente quelques distributions de données réelles et de données Monte Carlo obtenues après la présélection hadronique. On a sélectionné 60810 événements réels pour 55645 événements attendus du Modèle Standard (rapport de 1.09 entre l'observé et l'attendu). Les efficacités sur le signal à cette étape sont données dans le tableau 4.5. Elle dépassent les 80 % et diminuent légèrement à grand  $\Delta M$  à cause de la coupure en acoplanarité. L'efficacité chute à 30% pour la région faible  $\Delta M$  en raison des coupures rejetant le processus d'interaction à deux photons.

$\Delta M$ (GeV)	3	5	10	30	50	70	90	100
efficacité (%)	31.0	64.5	78.6	81.1	86.2	82.1	69.5	65.7

TAB. 4.5 – Efficacités obtenues sur le signal charginos ( $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 103$  GeV) à la présélection hadronique.



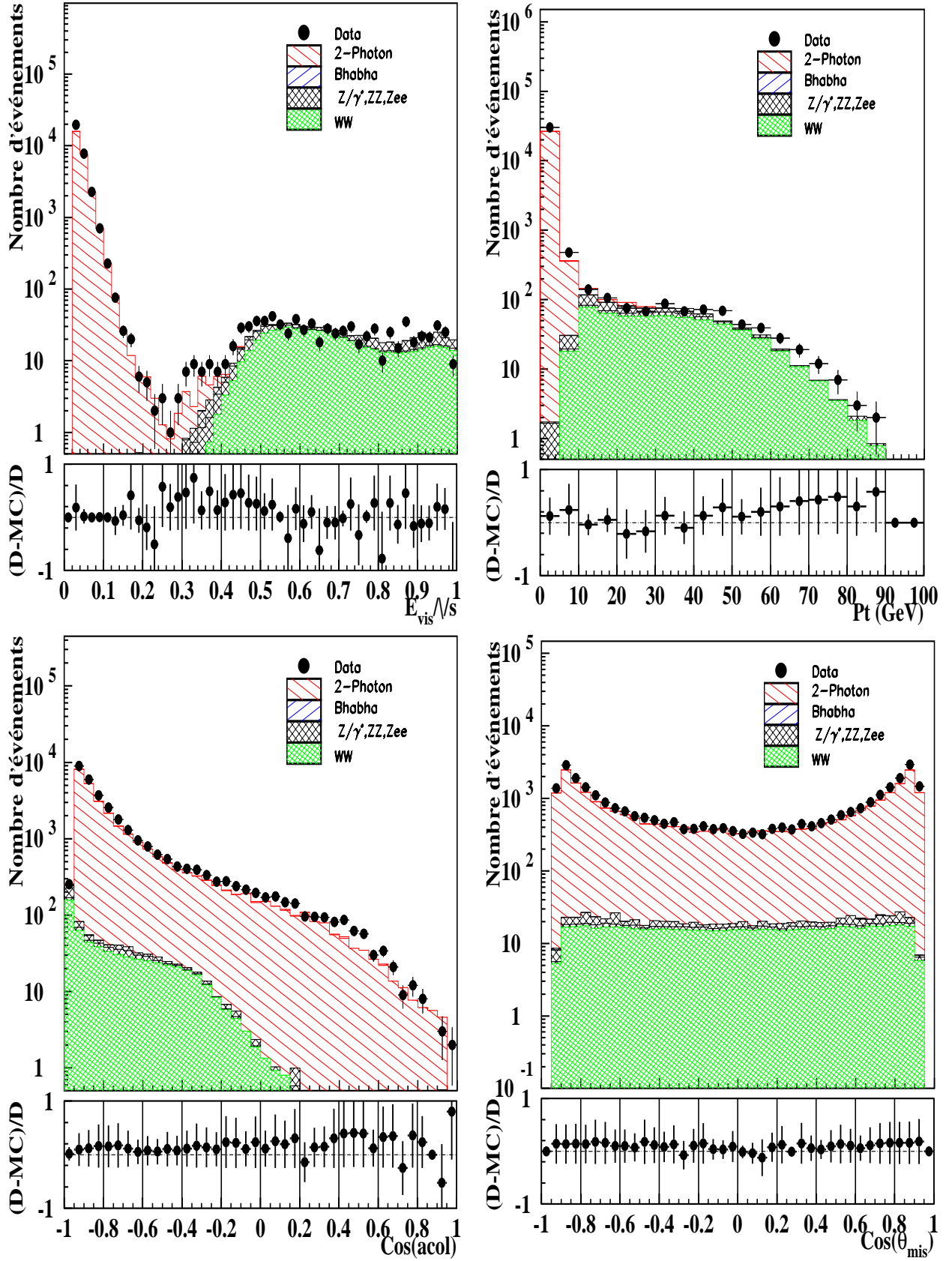


FIG. 4.19 – Accord données réelles - données Monte Carlo à la présélection pour la recherche des neutralinos dans le canal hadronique. l'énergie moyenne dans le centre de masse est de 206 GeV et la luminosité collectée est de 217.4 pb<sup>-1</sup>. L'écart relatif entre les données sélectionnées et les prévisions du Modèle Standard est représenté au dessous de chaque distribution.

#### 4.7.4 Présélection des neutralinos $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ dans la voie hadronique

Comme nous l'avons justifié au début de ce chapitre, nous ferons l'analyse uniquement dans la voie hadronique : (2 jets +  $\cancel{E}$ ) qui représente 70 % du rapport d'embranchement (2.1.6)

Dans cette topologie le signal est caractérisé par une multiplicité relativement élevée. Tout comme pour le signal chargino, le paramètre dominant dans cette analyse, est la différence de masse entre la particule supersymétrique et la LSP,  $\Delta M = M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$ . La multiplicité de ces événements augmente avec cette différence. Une autre caractéristique très importante concerne les distributions angulaires des événements. Pour une masse du  $\tilde{\chi}_1^0$  fixée, la masse du  $\tilde{\chi}_2^0$  accessible permet de caractériser la poussée du  $\tilde{\chi}_2^0$ . En effet, plus la masse du  $\tilde{\chi}_2^0$  augmente, plus l'angle entre les impulsions des deux quarks s'ouvre. Dans le cas où la masse de  $\tilde{\chi}_2^0$  est faible, les deux quarks sont émis dans la direction du  $\tilde{\chi}_2^0$  dans le référentiel du laboratoire.

##### 4.7.4.a Critères de présélection

La présélection utilisée dans la recherche du signal  $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}$  ressemble fortement à celle appliquée dans la recherche des charginos avec désintégrations purement hadroniques. On décrira succinctement les principales coupures utilisées.

- La masse visible est supérieure à 3 GeV : coupure appliquée pour tenir compte des fonds Monte-Carlo non simulés.
- Le nombre de traces chargées est supérieur à 3 pour des événements ayant une masse visible inférieure à 20 GeV. Il est élevé à 4 traces dans le cas contraire. En effet, lorsque la différence de masse est faible le signal est caractérisé par une faible multiplicité.
- Quant à l'énergie déposée à l'avant du détecteur : plusieurs critères ont été appliqués :  
Le rapport entre l'énergie déposée dans un cône de  $30^\circ$  autour de l'axe du faisceau et l'énergie totale visible doit être inférieur à 70%.

Pour les événements ayant une masse visible inférieure à 60 GeV, le critère précédent a été renforcé, en exigeant que l'énergie déposée dans un cône de  $12^\circ$  autour de l'axe du faisceau soit inférieure à 5 GeV. On demande aussi que l'énergie déposée dans un cône de  $25^\circ$  autour de la direction de l'impulsion manquante soit inférieure à 6 GeV. Pour cette catégorie d'événements ( $M_{vis} < 60$  GeV), on demande en plus que l'acolinéarité et l'acoplanarité soient inférieures à  $160^\circ$ . Ces deux coupures sont relâchées pour des événements ayant une masse visible supérieure à 60 GeV, et les valeurs des coupures sur l'acolinéarité et l'acoplanarité sont fixées respectivement à  $172^\circ$ .

- Le rapport entre l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique et l'énergie totale visible doit être compris entre 15 % et 85 %.
- Le critère le plus performant dans cette analyse est constitué par le fait qu'on ne doit pas avoir de lepton isolé dans l'état final. On rejettera par conséquent les événements ayant



un lepton isolé<sup>3</sup>.

#### 4.7.4.b Résultats de la présélection deux jets et énergie manquante

Les critères précédents ont été appliqués sur les données de L3 pour  $203 \leq \sqrt{s} \leq 208$  GeV. La figure 4.19 montre une comparaison données réelles - données Monte-Carlo des distributions de l'acolinéarité, de l'acoplanarité, de l'impulsion transverse et de l'angle entre le moment manquant et l'axe du faisceau dans le plan transverse. On a également représenté l'écart entre les événements attendus et observés à une énergie du centre de masse moyenne de  $\langle \sqrt{s} \rangle = 206$  GeV pour une luminosité intégrée de  $217.4 \text{ pb}^{-1}$ . On observe un accord global entre les prévisions du Modèle Standard et les données collectées sur une large gamme des spectres représentés. On a sélectionné à ce niveau 31486 événements réels pour 27634 événements attendus, soit un excès de 14 %. Cet excès est localisé principalement dans la zone à faible impulsion transverse comme le montre la figure 4.19. Cette zone est caractéristique du processus d'interaction à deux photons.

Les efficacités de présélection sur le signal neutralinos dans le canal hadronique (tableau 4.6) sont comparables avec celles obtenues pour la présélection charginos dans le canal hadronique. Elles peuvent atteindre 70 % dans les régions intermédiaires de  $\Delta M$  et diminuent progressivement avec  $\Delta M$ . En effet, plus la différence de masse est faible, plus le fond d'interaction à deux photons domine, et les critères de rejection affectent aussi bien le signal que les fonds à cause de leur forte similitude.

$\Delta M$ (GeV)	5	9	15	30	50	60	80	101	121	131	171	191
efficacité (%)	10.4	44.7	55.9	65.8	66.1	67.5	72.6	73.4	74.9	72.5	70.0	68.8

TAB. 4.6 – Efficacités obtenues sur le signal neutralinos ( $M_{\tilde{\chi}_2^0} + M_{\tilde{\chi}_1^0} = 206 \text{ GeV}$ ) à la présélection

3. les critères utilisés pour l'identification des leptons isolés sont définis dans l'analyse charginos en semi-leptonique

### 4.7.5 Réduction des fonds standard

On a présenté dans les paragraphes précédents les critères de présélection utilisés pour chaque topologie de recherche, on présentera succinctement dans la suite les effets de ces coupures sur les processus de fond standard.

Le tableau 4.7 contient les efficacités des présélections ainsi que la contribution des différents processus au nombre total des événements issus du modèle standard, pour les différentes topologies étudiées et pour chaque processus de bruit de fond.

Ce tableau montre que, dans les canaux hadroniques les fonds les plus résistants sont les processus  $WW, ZZ$ , pour lesquels plus de 10 % des événements simulés satisfont les critères de présélection. Pour les autres processus, on a un taux de réduction largement supérieur à 80 %. Cependant, la contribution au nombre final d'événements attendus dépend des sections efficaces de production de ces processus. Il faudra porter notre attention sur les processus à deux photons, bien que les coupures de présélection permettent d'avoir une réduction élevée (moins de 1% des événements simulés survivent dans les canaux hadroniques) ils représentent néanmoins la contribution la plus élevée (plus de 96 % du nombre total d'événements attendu dans les canaux hadroniques ).

topologie: $e^+e^- + \cancel{E}$											
$e^+e^- \rightarrow$	$W^+W^-$	$Z^0Z^0$	$Z^0e^+e^-$	$e^+e^-e^+e^-$	$q\bar{q}$	$e^+e^-\tau\tau$	$e^+e^-$	$\tau\tau$	$e^+e^-\mu\mu$	$e^+e^-q\bar{q}$	$\mu\mu$
Efficacités en %	1.2	1.2	2.3	18.7	0.0	0.1	3.1	2.8	0.0	0.0	0.0
Contribution en %	0.1	<0.1	0.1	73.8	0.0	0.3	25.6	0.1	0.0	0.0	0.0
topologie: $e^+\mu^\pm + \cancel{E}$											
$e^+e^- \rightarrow$	$W^+W^-$	$Z^0Z^0$	$Z^0e^+e^-$	$e^+e^-e^+e^-$	$q\bar{q}$	$e^+e^-\tau\tau$	$e^+e^-$	$\tau\tau$	$e^+e^-\mu\mu$	$e^+e^-q\bar{q}$	$\mu\mu$
Efficacités en %	1.9	0.0	0.7	0.0	0.3	0.1	0.0	3.6	<0.1	0.0	0.0
Contribution en %	31.2	0.0	2.2	0.0	2.0	24.8	0.0	26.6	13.2	0.0	0.0
topologie: $\mu^\mp\mu^\pm + \cancel{E}$											
$e^+e^- \rightarrow$	$W^+W^-$	$Z^0Z^0$	$Z^0e^+e^-$	$e^+e^-e^+e^-$	$q\bar{q}$	$e^+e^-\tau\tau$	$e^+e^-$	$\tau\tau$	$e^+e^-\mu\mu$	$e^+e^-q\bar{q}$	$\mu\mu$
Efficacités en %	0.7	0.9	0.1	0.0	0.0	<0.1	0.0	0.3	5.2	0.0	11.4
Contribution en %	0.4	<0.1	<0.1	0.0	0.0	0.2	0.0	0.1	96.4	0.0	2.9
topologie: $lq\bar{q}' + \cancel{E}$											
$e^+e^- \rightarrow$	$W^+W^-$	$Z^0Z^0$	$Z^0e^+e^-$	$e^+e^-e^+e^-$	$q\bar{q}$	$e^+e^-\tau\tau$	$e^+e^-$	$\tau\tau$	$e^+e^-\mu\mu$	$e^+e^-q\bar{q}$	$\mu\mu$
Efficacités en %	14.4	10.5	13.5	< 0.1	2.9	1.0	0.0	4.0	0.0	0.5	0.2
Contribution en %	2.9	0.2	0.6	0.2	3.0	4.9	0.0	0.4	0.0	87.9	< 0.1
topologie: $qq'q''q''' + \cancel{E}$											
$e^+e^- \rightarrow$	$W^+W^-$	$Z^0Z^0$	$Z^0e^+e^-$	$e^+e^-e^+e^-$	$q\bar{q}$	$e^+e^-\tau\tau$	$e^+e^-$	$\tau\tau$	$e^+e^-\mu\mu$	$e^+e^-q\bar{q}$	$\mu\mu$
Efficacités en %	36.0	26.3	0.7	0.0	1.3	0.4	0.0	0.1	0.0	1.2	0.0
Contribution en %	3.0	0.2	< 0.1	0.0	0.5	0.8	0.0	<0.1	0.0	95.5	0.0
topologie: $q\bar{q} + \cancel{E}$											
$e^+e^- \rightarrow$	$W^+W^-$	$Z^0Z^0$	$Z^0e^+e^-$	$e^+e^-e^+e^-$	$q\bar{q}$	$e^+e^-\tau\tau$	$e^+e^-$	$\tau\tau$	$e^+e^-\mu\mu$	$e^+e^-q\bar{q}$	$\mu\mu$
Efficacités en %	16.0	20.2	0.1	0.0	0.7	0.2	0.0	0.1	0.0	0.8	0.0
Contribution en %	2.1	0.2	0.0	0.0	0.5	0.5	0.0	0.0	0.0	96.7	0.0

TAB. 4.7 – Efficacités sur les bruits de fond et contribution en (%) au nombre d'événements attendues après la présélection respectivement dans les canaux leptoniques, semi-leptoniques et hadroniques.

## 4.8 Description des méthodes d'analyse finale.

La présélection a permis de conserver une efficacité élevée sur les différents signaux en réduisant notablement les fonds Standard. Cependant, il est difficile à ce niveau d'observer des excès éventuels à cause d'un rapport signal/bruit encore élevé. Il faut par conséquent développer des méthodes de sélection capables de réduire au maximum le nombre d'événements issus des fonds Standard attendus, tout en sauvegardant le maximum d'efficacité sur le signal.

Le principe de base de ces méthodes est le suivant :

- De manière générale, on a vu que l'énergie visible du signal augmente avec  $\Delta M$ . Par conséquent le rapport signal/bruit est fortement lié à la valeur de  $\Delta M$ . Ceci suggère de diviser l'analyse en plusieurs régions en fonction de l'énergie visible de manière à optimiser les sélections pour différents paliers de  $\Delta M$ .
- Pour chaque domaine de  $\Delta M$ , et pour chaque mode de désintégration du signal supersymétrique, on choisit un ensemble de variables cinématiques discriminantes, qui varient en fonction du fond à éliminer et de leur pouvoir de réjection.
- On fixe ensuite sur chaque variable un critère de sélection (coupure) qui peut toujours être ramené à un argument physique. Mais, du fait que certaines variables utilisées peuvent être corrélées, une coupure sur une variable peut entraîner une modification des distributions des autres variables. Il faut alors chercher à optimiser l'ensemble des coupures de façon à distinguer au mieux le signal du fond.

Dans ce qui suit, on décrira les méthodes utilisées pour optimiser les valeurs des coupures de sélection.

### 4.8.1 Optimisation d'une coupure

A ce niveau de l'analyse, on doit manipuler essentiellement trois types de nombres : le nombre d'événements de fond attendus, le nombre de candidats observés et l'efficacité du signal recherché, qui dépendent tous du choix de la coupure à optimiser. Une manière non biaisée de déterminer l'emplacement d'une coupure sur une variable discriminante revient à minimiser la fonction  $\overline{N}_{95}(b)/\epsilon$

- $\overline{N}_{95}(b)$  est la valeur moyenne de la limite supérieure à 95 % de niveau de confiance sur le nombre d'événements de signal attendus, si on a sélectionné  $b$  événements de fonds.
- $\epsilon$  est l'efficacité du signal correspondant.

L'expression mathématique de  $\overline{N}_{95}(b)$  est donnée par [13]:

$$\overline{N}_{95}(b) = \sum_{n=0}^{\infty} k(b)_n P(b, n), \text{ avec}$$

- $P(b, n) = \frac{b^n e^{-b}}{n!}$  : est la probabilité poissonnienne d'observer  $n$  événements, quand on en

attend une valeur moyenne de  $b$ . Pour les grands nombres, cette distribution tend vers une distribution gaussienne.

- $k(b)_n$  : la limite supérieure à 95 % de niveau de confiance sur le nombre d'événements signal quand on observe  $n$  événements sachant qu'on en attend  $b$  solution de l'équation suivante [14]

$$1 - CL = \frac{\sum_{k=0}^n P(b + k(b)_n, k)}{\sum_{k=0}^n P(b, k)} \quad (4.1)$$

avec

CL : le niveau de confiance avec lequel on veut interpréter les résultats. Par convention cette valeur est fixée à 95 %.

$b$  : le nombre moyen d'événements de fond attendus.

L'interprétation de la formule 4.1 est la suivante. Considérons d'abord le cas où un seul processus est attendu (un processus signal). Comme on l'a précédemment définie,  $P(b, n)$  est la probabilité d'observer  $n$  événements sachant que la valeur moyenne sur les événements fonds est de  $b$ . L'objectif est de mettre une condition sur les paramètres qui régissent ce processus pour être sûr à un certain niveau de confiance, que le nombre d'événements observés est compatible avec le fond attendu. En d'autres termes si on obtient dans une mesure expérimentale  $n$  candidats, on veut déterminer le nombre d'événements fonds à partir desquels, le fait d'observer moins de  $n$  candidats aurait une probabilité inférieure à 5% de se produire et plus de 95% de chance que ce processus soit exclu. La formulation mathématique est la suivante :

$$1 - CL = \sum_{k=0}^n \frac{b^k e^{-b}}{k!}$$

Chaque valeur de  $b$  supérieure à la valeur  $b_{lim}$ , solution de l'équation précédente, donnerait une probabilité d'observer moins de  $n$  candidats avec une probabilité inférieure à 5%. On dit alors que ces valeurs ( $b \geq b_{lim}$ ) sont exclues à 95% de niveau de confiance.

Dans nos études, nous avons deux contributions au niveau des  $n$  événements sélectionnés : le signal recherché et les fond Standard, tous considérés comme des processus poissoniens de paramètres respectifs  $n_s$  et  $n_b$ . Dans l'hypothèse où la valeur moyenne  $n_b$  sur l'ensemble des processus Standard est connue avec une erreur négligeable. On cherche à déterminer la valeur limite sur le paramètre  $n_s$ , notée  $k(b)_n$ , pour laquelle chaque valeur de  $n_s$  supérieure à  $k(b)_n$  est considérée comme incompatible avec le nombre d'événements  $n$  sélectionnés. Ce qui revient à déterminer la valeur de  $n_s$  pour laquelle la probabilité d'observer  $n_b + n_s \leq n$ , sachant que  $n_b \leq n$ , est égale à 5%. C'est la solution de l'équation suivante [15, 16]:

$$1 - CL = \frac{e^{-(n_s + n_b)} \sum_{k=0}^n \frac{(n_s + n_b)^k}{k!}}{e^{-n_b} \sum_{k=0}^n \frac{n_b^k}{k!}} \quad (4.2)$$

Dans une recherche expérimentale notre objectif est de minimiser la contribution des fonds et de maximiser l'efficacité sur le signal recherché. Comme le nombre des événements attendus est une somme de deux contributions les fonds Standard et le signal, minimiser le nombre attendu revient à minimiser  $n_s$  puisque  $n_b$  est connu. La fonction d'optimisation définie par

$$F(b, \epsilon) = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} k(b)_n P(b, n)}{\epsilon} \quad (4.3)$$

Cette fonction est indépendante du nombre d'événements données sélectionnés  $n$ , donc elle présente l'avantage de déterminer d'une façon non biaisée l'emplacement d'une coupure.

**Remarque :** Dans la pratique, pour estimer la série  $G_{\infty} = \sum_{n=0}^{\infty} k(b)_n P(b, n)$ , pour un  $b$  fixé. On détermine le nombre  $N$  de termes pour lesquels on aura une approximation raisonnable de cette série. Le critère utilisé est  $N > b$  et  $k(b)_N P(b, N) < 10^{-3}$ .

La figure 4.20 représente l'évolution de la fonction  $k(b)_n P(b, n)$  en fonction de  $n$  pour  $b=100$  figure (a) ainsi que l'évolution de la fonction  $G_n = \sum_{m=0}^n k(b)_m P(b, m)$  (figure b). Le critère  $k(b)_N P(b, N) < 10^{-3}$  ( $N=142$  pour  $b=100$ ) permet d'avoir une bonne estimation de  $G_{\infty}$ .

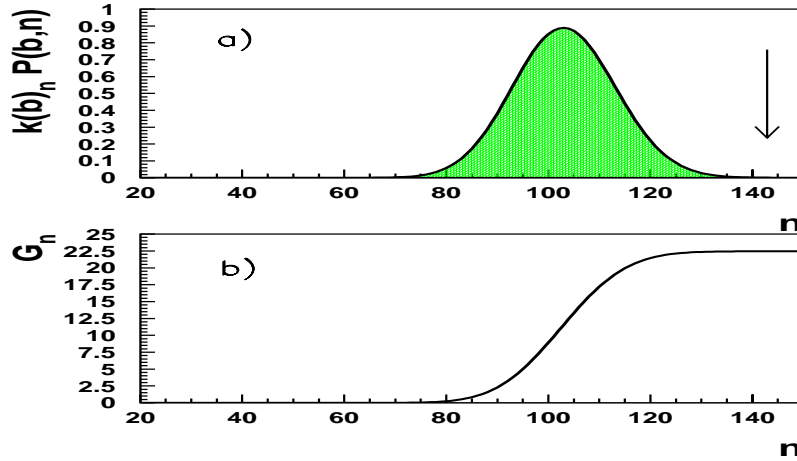


FIG. 4.20 – Evolution de la fonction  $k(b)_n P(b, n)$  en fonction de  $n$  (a) et de la somme  $G_n = \sum_{m=0}^n k(b)_m P(b, m)$  (figure b)

Pour chaque coupure, nous avons un nombre d'événements fonds attendus  $n_b$  et une efficacité  $\epsilon$  sur le signal, les valeurs du paramètre  $k(b)_n$  sont alors recalculées ainsi que la fonction  $F(b, \epsilon)$ , le minimum de  $F(b, \epsilon)$  nous indique l'emplacement optimal pour une sélection donnée, correspondant à un maximum d'efficacité et à un minimum de fond.

Une autre interprétation peut être donnée à cette fonction d'optimisation ( $F(b, \epsilon) = \overline{N}_{95}(b)/\epsilon$ ). Elle correspondrait à la section efficace de production moyenne minimale attendue qu'on pourrait exclure (à une constante multiplicative près  $1/\mathcal{L}$ ). En effet le nombre d'événements signal  $n_s$  attendus est par définition égal au produit de trois termes : la luminosité intégrée, l'efficacité du signal recherché et sa section efficace de production.

### 4.8.2 Analyse séquentielle

Dans une méthode d'analyse séquentielle, on procède comme suit :

- Après application de la présélection sur un canal donné, on choisit un ensemble de variables, les plus discriminantes possibles, pour chaque fenêtre de différence de masse  $\Delta M$ .
- On fait varier la valeur de coupure sur une première variable dans le but de déterminer la valeur optimale permettant de discriminer le signal des fonds Standard. On procède de la même manière avec une seconde variable sur le lot d'événements qui passe la première coupure. Ce procédé est appliqué successivement pour l'ensemble des variables.

Il faut remarquer que cette méthode ne tient pas compte des corrélations éventuelles entre les variables de sélection utilisées.

La deuxième remarque concerne l'ordre des coupures à placer qui peut jouer un rôle primordial pour définir les critères de sélection optimisés. Il faudrait classer chaque fois, les variables utilisées suivant leur pouvoir de discrimination par ordre décroissant. Dans le cas contraire, l'ensemble des coupures choisies ne correspondrait pas à la valeur optimale recherchée.

Dans l'objectif d'optimiser l'analyse séquentielle (déterminer un minimum global de la fonction  $F(b, \epsilon)$ , cf 4.8.1 ) sur l'ensemble des variables utilisées pour un type de signal dans une fenêtre d'énergie visible et pour un mode de désintégration, on a réduit l'ensemble des  $N$  variables physiques à 1 seule variable globale de la manière suivante.

On cherche séparément la valeur de la coupure optimale sur chacune des  $N$  variables sélectionnées, en minimisant localement la fonction  $F(b, \epsilon)$  c.à.d, en maximisant le rapport signal sur bruit. Cette valeur servira comme valeur centrale de chaque variable lorsqu'on cherchera à déterminer le minimum global de  $F(b, \epsilon)$ . Les minima des fonctions d'optimisation sont classés ensuite par ordre croissant, afin d'identifier la variable la plus discriminante.

A chaque variable  $Var_i$  ( $E_{vis}, P_t, \dots$ ),  $i=1, N$ , on définit un intervalle de variation de la coupure  $X_{cut}^i$  à déterminer. On notera  $X_{lache}^i$  la borne inférieure et  $X_{dure}^i$  la borne supérieure de cet intervalle. On définit ensuite une variable  $\delta$ , comprise entre 0 et 1, et reliant d'une manière linéaire à l'ensemble des coupures  $X_{cut}^i, i = 1, N$ .

$$X_{cut}^i = X_{lache}^i + (X_{lache}^i - X_{dure}^i) \times \delta$$

- Si  $\delta$  prend la valeur 0, toutes les coupures prennent la valeur  $X_{lache}^i$  et le nombre d'événements issus des processus Standard ainsi que l'efficacité sur le signal sont élevés.

- Si  $\delta$  prend la valeur 1, toutes les coupures prennent la valeur  $X_{dure}^i$ . Dans ce cas le nombre d'événements des fonds Standard est réduit à quelques événements et l'efficacité sur le signal est faible.

L'optimisation globale de la fonction  $F(b, \epsilon)$  se fait en variant le paramètre  $\delta$  entre 0 et 1 avec un pas fixe. Pour chaque valeur de  $\delta$ , on a un nombre  $n_b$  d'événements du bruit de fond et une valeur  $\epsilon$  d'efficacité sur le signal. Le minimum de  $F(b, \epsilon)$  en fonction de  $\delta$  permet de déterminer les valeurs optimales des coupures sur toutes les variables.

### 4.8.3 Analyse par réseaux de neurones

Dans toute analyse expérimentale, l'observation d'une physique nouvelle est essentiellement liée à la performance de la sélection. La technique des réseaux de neurones, est une méthode d'analyse performante qui permet de transformer d'une manière non linéaire un ensemble de  $N$  variables en une variable globale unique. On est alors capable, de déceler l'hypersurface qui sépare le mieux les deux classes de processus, signal et fonds dans l'espace des  $N$  variables choisies.

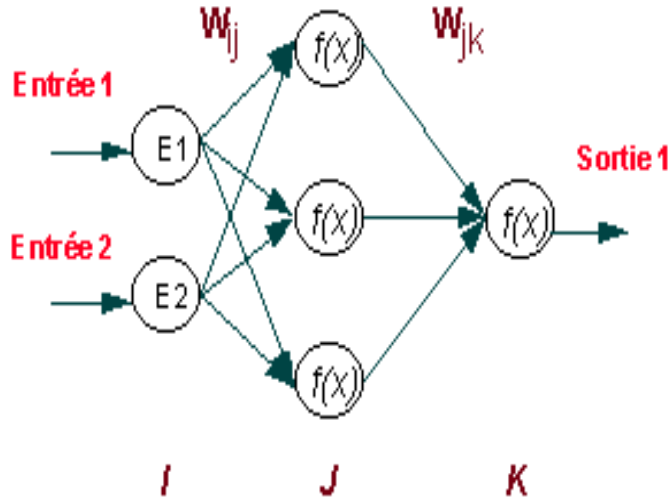


FIG. 4.21 – Représentation schématique d'un réseau de neurones avec propagation vers l'avant.

#### 4.8.3.a Principe d'un réseau de neurones

Inspiré de la méthode de fonctionnement des neurones biologiques, le réseau de neurones informatiques, (figure 4.21) est constitué d'un ensemble de neurones interconnectés entre eux suivant une architecture particulière. Chaque neurone possède ses propres caractéristiques qui lui permettent de donner une réponse à chaque excitation reçue. L'objectif est de conditionner

ce réseau, afin qu'il soit capable de différencier deux classes d'excitations.

Dans le cadre de cette étude, on a utilisé un réseau de neurones avec propagation vers l'avant, constitué de trois couches de neurones :

Une **couche d'entrée** : Chaque neurone de cette couche est associé à une variable physique utilisée dans la sélection, donc on aura autant de noeuds que de variables.

Une **couche cachée** : Elle n'a pas de contact direct avec l'extérieur. C'est grâce à cette couche qu'on peut avoir des renseignements sur le niveau de corrélation entre deux neurones.

Une **couche de sortie** : Chaque noeud de cette couche peut être associé à une classe particulière (un fond donné ou un processus signal). La valeur de sortie obtenue sera le résultat final sur lequel nous appliquons la coupure.

Ces couches interagissent de la manière suivante :

On présente à l'entrée du réseau de neurones, un événement caractérisé par N variables physiques notées  $x_i^e, i=1, \dots, N$ . Chacune d'elles est associée à un neurone de la couche d'entrée. Cette information est ensuite propagée sur l'ensemble des neurones formant le réseau jusqu'à la couche de sortie.

Dans un premier temps, chaque neurone j de la couche cachée reçoit comme entrée l'ensemble des N valeurs  $x_i^e$  de la couche d'entrée pondérées par des coefficients  $w_{ij}^{ec}$ , qui le renseignent sur les corrélations entre ces dernières, plus une constante  $\theta_j^c$  appelée potentiel seuil.  $\theta_j^c$  est le seuil au-delà duquel le neurone j commence son activation. On notera  $x_j^c$ , l'entrée du neurone j de la couche cachée, définie par la relation suivante :

$$x_j^c = \sum_{i=1}^N w_{ij}^{ec} x_i^e + \theta_j^c$$

La réponse du neurone j est assurée par une fonction de transfert qui permet de savoir, si l'excitation reçue est suffisante pour qu'il soit activé ou non (l'excitation dans ce cas ce sont les valeurs  $x_i^e$ ). L'activation est assurée par une fonction sigmoïde,  $f(x_j^c) = \frac{1}{1 + e^{-x_j^c}}$

Dans un deuxième temps, et afin de poursuivre la propagation, ces valeurs  $f(x_j^c)$  sont utilisées comme valeurs d'entrées au niveau suivant. Donc chaque neurone k des  $N_s$  neurones formant la couche sortie, reçoit en entrée une combinaison linéaire des  $f(x_j^c), j = 1, \dots, N_c$ , pondérées par des poids  $W_{jk}^{cs}$  plus un seuil  $\theta_k$  associé à ce neurone. Comme précédemment la valeur de sortie pour le neurone k sera assurée par la fonction d'activation.

Pour résumer on part de N variables physiques :  $x_i^e, i=1, \dots, N$ . On construit une fonction



$S_{nn}^k(x_1^e, x_2^e, \dots, x_N^e)$  de la manière suivante.

$$S_{nn}^k(x_1^e, x_2^e, \dots, x_N^e) = f(\sum_{j=1}^{N_c} w_{jk}^{cs} f(\sum_{i=1}^N w_{ij}^{ec} x_i^e + \theta_i^c) + \theta_j^c)$$

Dans cette fonction seuls les  $x_i^e$  sont connues pour chaque événement, les poids et les seuils sont initialisés d'une manière aléatoire.

Le principe d'un réseau de neurones repose sur le fait qu'on doit déterminer les valeurs des poids des différentes connexions ainsi que les seuils correspondants de telle manière que la valeur de la fonction  $S^k = S_{nn}^k(x_1^e, x_2^e, \dots, x_N^e)$  ait une valeur voisine de +1 pour le signal correspondant au neurone de sortie k, et une valeur voisine de 0 pour le fond. Cette phase est appelée **l'apprentissage** du réseau. Lors de cette phase, on présente au réseau de neurones des exemples de comportement des deux lots statistiques correspondant au signal et au fond standard. Pour chaque exemple, on détermine l'erreur quadratique E observée entre les sorties calculées et les valeurs désirées, notées  $d^k$ .

$$E = \sum_{i=1}^{N_s} (S^i - d^i)^2$$

Le réseau cherche à minimiser cette erreur en appliquant des corrections sur les poids des connections. Une des méthodes utilisées est la méthode de descente du gradient, qui est appliquée sur l'erreur E. Elle fait évoluer les poids  $W_{ij}$  dans la direction indiquée par le gradient de E en appliquant à chaque étape une correction  $\Delta W_{ij} = -\eta \frac{\partial E}{\partial W_{ij}}$ ;  $\eta$  est un paramètre appelé facteur d'apprentissage. Plus ce facteur est grand, plus la convergence est rapide et plus le réseau apprend vite. Comme on l'a constaté, le terme de correction  $\Delta W_{ij}(n)$  ne tient pas

compte des corrections antérieures apportées par les autres exemples ( $< n - 1$ ). Cette formule fait généralement osciller les poids. Pour éviter ces oscillations, on ajoute un terme de correction supplémentaire proportionnel à la variation précédente des poids, dont l'objectif est que le réseau conserve la mémoire des corrections antérieures. La formule réalisant la modification des poids, après chaque exemple n, prend la forme :

$$W_{ij}(n) = W_{ij}(n-1) + \Delta W_{ij}(n) + \alpha \Delta W_{ij}(n-1),$$

$\alpha$  prend le nom de moment et varie entre 0 et 1.

On détermine les corrections à partir de la couche de sortie et on les propage jusqu'à la couche d'entrée. C'est pour cette raison que l'on parle de rétro-propagation des erreurs.

Cette correction est appliquée à chaque itération (présentation d'un exemple de comportement) et l'apprentissage est arrêté lorsque la valeur des poids se stabilise. En d'autres termes, quand l'erreur quadratique enregistrée est minimale. Dans ce cas, le réseau de neurones est alors capable de distinguer le signal des fonds avec une certaine efficacité. Une fois le réseau stable et que les poids sont déterminés, il est capable de généraliser ce résultat. C'est-à-dire qu'il serait capable d'extrapoler face à une situation nouvelle. Sur un lot d'événements indépendants (signal et fond), il est capable de faire la séparation entre ces deux classes. Au niveau d'une sortie du réseau, la valeur  $S^k$  représente la variable globale qui sera utilisée pour la sélection finale.

## 4.9 Sélection finale des événements charginos et neutralinos

En vue, de valoriser la discrimination dans l'analyse finale et de rendre possible l'identification d'un signal charginos  $\tilde{\chi}_1^\pm$  ou neutralinos  $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$  en cas d'une nouvelle physique, on a opté pour le choix d'une analyse exclusive avec optimisation par fenêtre de valeur de  $\Delta M$ .

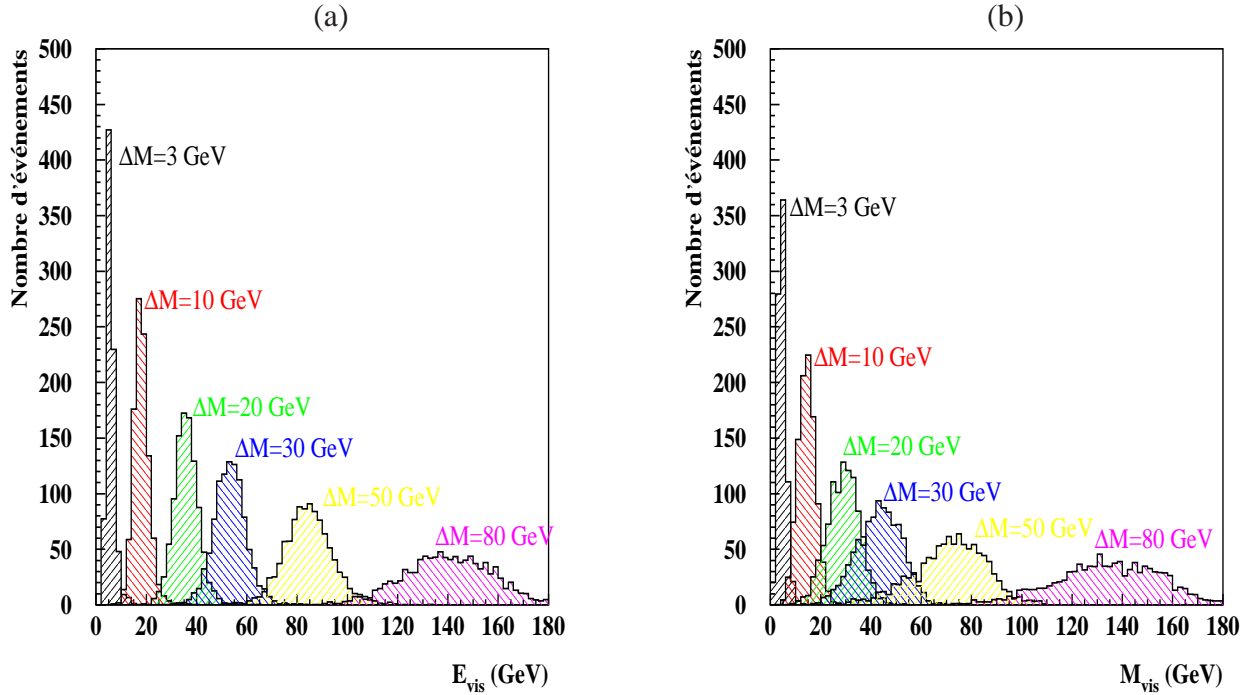


FIG. 4.22 – Distributions de l'énergie visible (gauche) et de la masse visible (droite) pour différentes valeurs de  $\Delta M$  dans le cas d'un signal charginos ( $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 103$  GeV)

Le choix de la largeur des fenêtres de masses ( $\Delta M$ ) et de leur nombre est basé sur des études comparatives des signaux pour une topologie de désintégration donnée. Par ailleurs, l'étude des efficacités de sélection sur le signal optimisé par couple de valeurs de masse ( $M_{SUSY}, M_{LSP}$ ) a montré une variation discontinue de l'efficacité qui pourrait dégrader fortement les limites sur les masses du chargino  $\tilde{\chi}_1^\pm$  ou neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$ , à cause du double comptage dans les zones de recouvrement en fonction de  $\Delta M$  (les analyses optimisées sur deux fenêtres de valeur de  $\Delta M$  successives deviendraient alors non indépendantes).

Une fois que les sélections ont été optimisées, on impose des contraintes supplémentaires aux sélections qui permettent d'avoir des analyses optimisées indépendantes d'une part et d'évaluer correctement les fonds associés à chaque fenêtre de  $\Delta M$ . La variable utilisée pour séparer au mieux les différentes gammes de  $\Delta M$  est l'énergie visible.

La figure 4.22.a représente la distribution de l'énergie visible pour différentes valeurs de  $\Delta M$  dans le cas d'un signal charginos ( $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 103$  GeV). Des coupures inférieure et supérieure en énergie visible permettent de sauvegarder plus de 90 % des signaux avec un recouvrement minimal, la variable masse visible n'offre pas cette avantage (figure 4.22.b), bien quelle soit

fortement corrélée à l'énergie visible (figure 4.23)

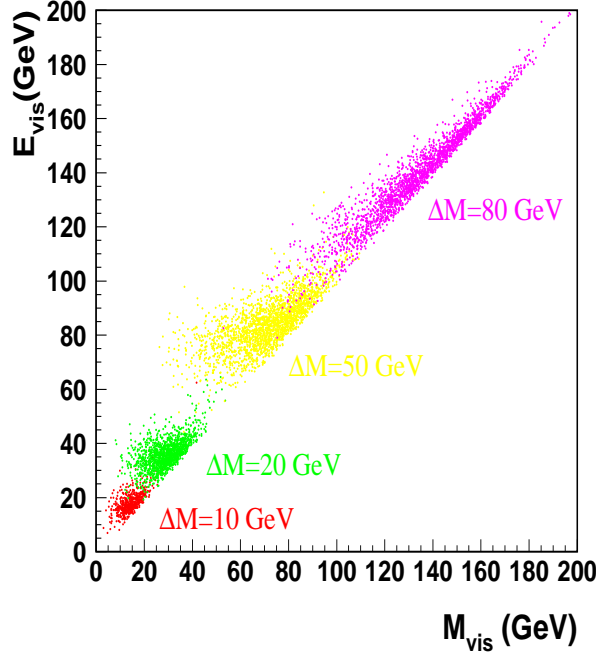


FIG. 4.23 – Distribution de l'énergie visible en fonction de la masse visible pour différentes valeurs de  $\Delta M$  dans le cas d'un signal charginos ( $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 103 \text{ GeV}$ )

On peut résumer la démarche adoptée dans la sélection finale de la manière suivante :

- Pour chaque topologie de désintégration, la sélection finale est définie comme étant un 'OU' logique des sous-sélections optimisées pour chaque gamme de  $\Delta M$ . A ce stade, on peut avoir le nombre d'événements de données réelles sélectionnés et une bonne évaluation du nombre d'événements Standard attendus.

- On définit ensuite un nombre de fenêtres d'énergies visibles dont les largeurs couvrent toute une gamme de valeurs de  $\Delta M$  pour lesquelles les sous-sélections ont été optimisées.

- On applique la sélection finale optimisée dans chaque fenêtre d'énergie visible et on recalcule les efficacités sur les signaux, pour chaque valeur de  $\Delta M$ .

Cette procédure a été appliquée sur chacune des voies de désintégration du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  et du  $\tilde{\chi}_2^0$  étudiées précédemment. C'est ainsi qu'on a optimisé l'analyse sur 17 valeurs de  $\Delta M = (M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0})$  pour la recherche des charginos  $\tilde{\chi}_1^\pm$  couvrant les trois topologies (leptonique, semi-leptonique et hadronique) et 6 valeurs de  $\Delta M = (M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0})$  pour la recherche des neutralinos  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$  dans la voie hadronique. Ces 23 analyses ont été optimisées sur l'ensemble des énergies du LEP allant de 203 à 208 GeV.

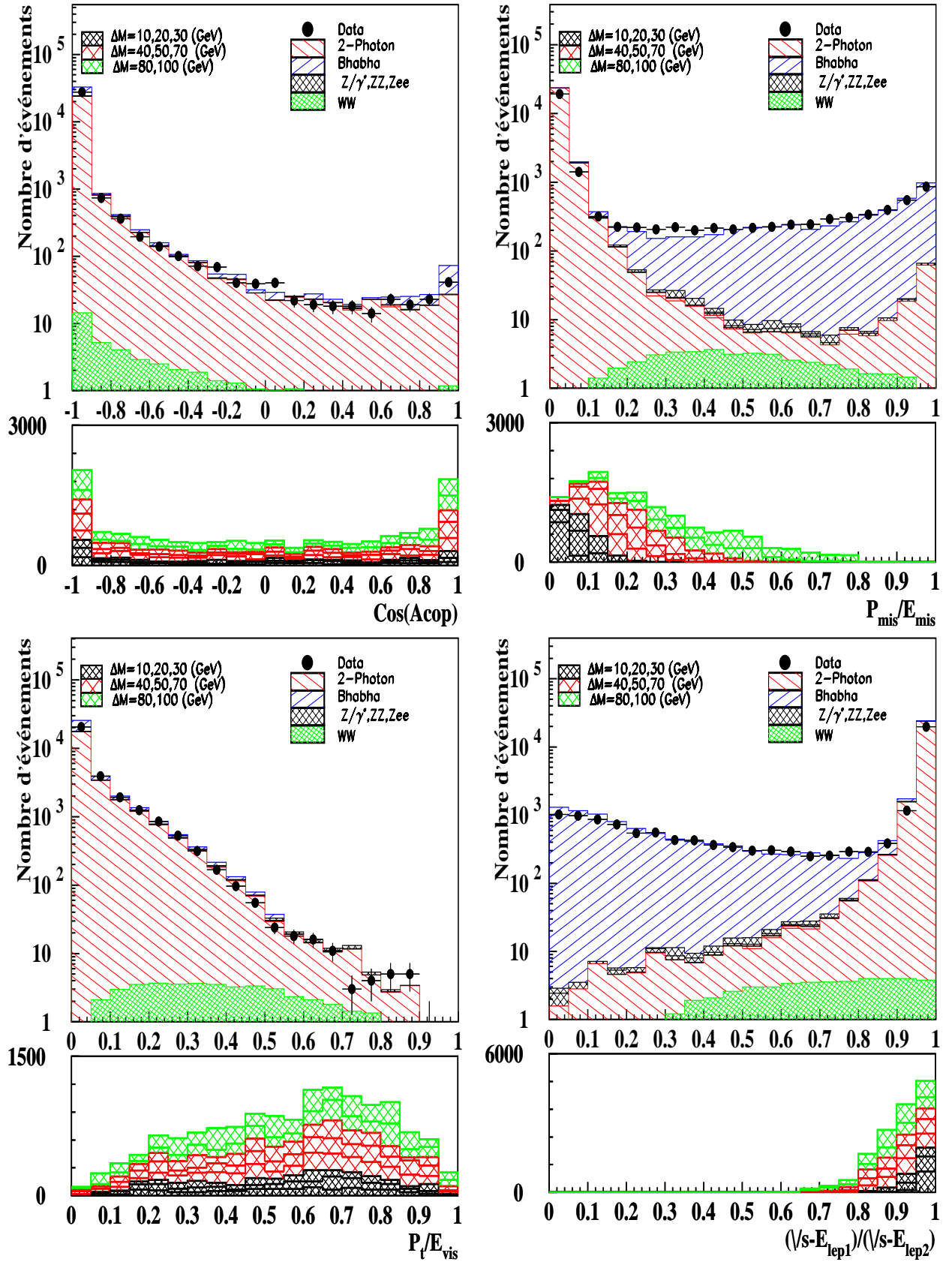


FIG. 4.24 – Exemple des variables discriminantes pour l'analyse leptonique utilisées dans la sélection deux électrons et énergie manquante. Pour le signal (partie inférieure de chaque graphe) la normalisation est arbitraire, elle ne tient pas compte ni de la section efficace de production ni de la luminosité.

## 4.9.1 Recherche des charginos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ dans la voie leptonique

### 4.9.1.a Procédure de sélection

La sélection des événements a été optimisée pour trois fenêtres de valeurs de  $\Delta M$  :

$\Delta M$ faible	:	$\Delta M < 30$	GeV
$\Delta M$ moyen	:	$30 \leq \Delta M < 60$	GeV
$\Delta M$ grand	:	$\Delta M \geq 60$	GeV

Cette définition est commune à toutes les topologies de désintégration étudiées,  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $e^\pm\mu^\mp$  et énergie manquante. La première étape de la sélection consiste à identifier les fonds dominants pour chaque fenêtre de  $\Delta M$ . Ceci a été réalisé par l'application d'une coupure sur l'énergie visible.

Les critères utilisés sont les suivants:

- On demande que l'énergie des deux leptons soit inférieure à 40 GeV et supérieure à 4 GeV pour la fenêtre faible  $\Delta M$ , comprise entre 20 et 60 GeV pour  $\Delta M$  moyen et finalement entre 30 et 95 GeV pour grand  $\Delta M$ . La borne inférieure de chaque intervalle vise à réduire la contribution du fond deux photons, et la borne supérieure réduira la contamination du processus  $WW$ , lorsque ces deux fonds sont incompatibles avec le signal dans chaque fenêtre de  $\Delta M$ .

La deuxième étape consiste à sélectionner un lot de variables discriminantes qui permettent de séparer le signal des fonds. Les variables choisies sont les suivantes:  $elep(1)$ ,  $elep(2)$ ,  $\text{Cos}(\text{Acop})$ ,  $P_{tot}/E_{mis}$ ,  $P_t/E_{vis}$ ,  $(\sqrt{s}/2 - elep(1))/(\sqrt{s}/2 - elep(2))$ .

Ces variables ont été présentées en détail au début de ce chapitre. Leurs distributions au niveau de la présélection pour le canal deux électrons et énergie manquante sont données dans la figure 4.24.

Au cours de la troisième étape, on applique la procédure d'optimisation déjà définie. Par exemple, pour la fenêtre  $\Delta M$  moyen et pour la sélection deux électrons et énergie manquante, on a fixé les intervalles de variation de chaque variable comme suit:

- $-1.0 < \text{Cos}(\text{Acop}) < -0.9$
- $0.5 < (((\sqrt{s}/2) - elep(1))/((\sqrt{s}/2) - elep(2))) < 1$
- $0. < P_t/E_{vis} < 0.8$

Les coupures optimisées sont illustrées dans la figure 4.25 pour les trois fenêtres de valeurs de  $\Delta M$  choisies et pour une énergie moyenne dans le centre de masse de 206 GeV.

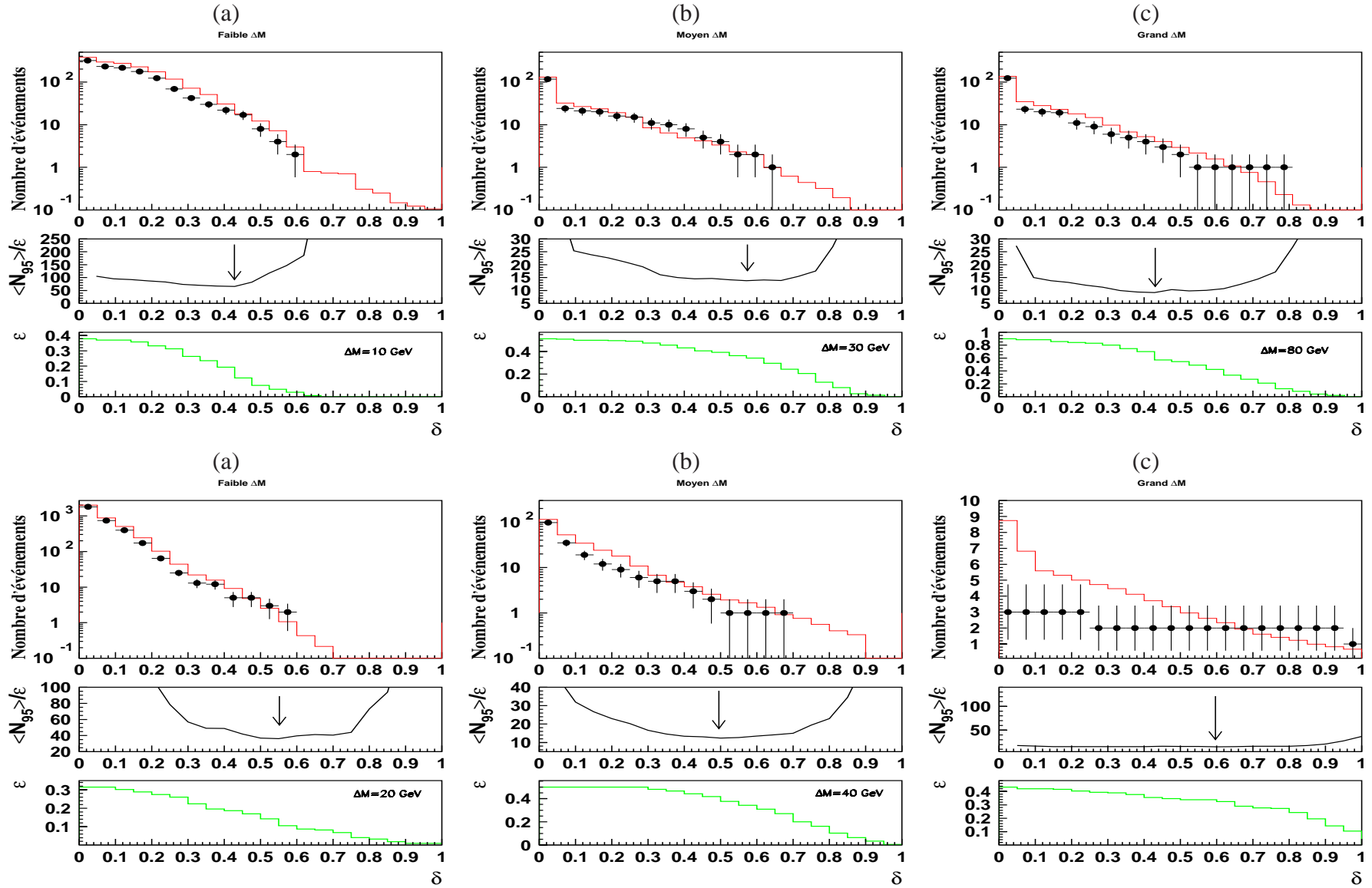


FIG. 4.25 – Evolution de la fonction d'optimisation correspondant aux sélections charginos , deux électrons et énergie manquante (figures en haut) et deux muons et énergie manquante (figures en bas). pour les différentes fenêtr de masses ,faible (a), moyen (b) et grand (c)  $\Delta M$ .

Coupsures					
a)		b)		c)	
$\Delta M$ Faible		$\Delta M$ Faible		$\Delta M$ Faible	
Variables	Coupsures	Variables	Coupsures	Variables	Coupsures
Elep(1)+Elep(2)	< 40 GeV	Elep(1)+Elep(2)	< 40 GeV	Elep(1)+Elep(2)	< 40 GeV
Elep	> 4 GeV	Elep(e)	> 2 GeV	Elep	> 5 GeV
$\sqrt{s}/2.-elep(1)/\sqrt{s}/2.-elep(2)$	= -	Elep( $\mu$ )	> 3 GeV	$\sqrt{s}/2.-elep(1)/\sqrt{s}/2.-elep(2)$	= -
Cos(Acoplanarité)	> -0.95 (18°)	$\sqrt{s}/2.-elep(1)/\sqrt{s}/2.-elep(2)$	= -	Cos(Acoplanarité)	> -0.95 (18°)
$P_{total}$ / Energie manquante	> 0.05	Cos(Acoplanarité)	> -0.95 (18°)	$P_{total}$ / Energie manquante	> 0.05
Impulsion transverse/Energie Visible	> 0.4	$P_{total}$ / Energie manquante	> 0.03	Impulsion transverse/Energie Visible	> 0.4
$\Delta M$ Moyen		$\Delta M$ Moyen		$\Delta M$ Moyen	
Elep(1)+Elep(2)	< 60 GeV	Elep(1)+Elep(2)	< 60 GeV	Elep(1)+Elep(2)	< 60 GeV
Elep(1)+Elep(2)	> 20 GeV	Elep(1)+Elep(2)	> 20 GeV	Elep(1)+Elep(2)	> 20 GeV
Elep	> 5 GeV	Elep	> 5 GeV	Elep	> 5 GeV
$\sqrt{s}/2.-elep(1)/\sqrt{s}/2.-elep(2)$	> 0.75	$\sqrt{s}/2.-elep(1)/\sqrt{s}/2.-elep(2)$	> 0.75	$\sqrt{s}/2.-elep(1)/\sqrt{s}/2.-elep(2)$	> 0.75
Cos(Acoplanarité)	> -0.95 (18°)	Cos(Acoplanarité)	> -0.95 (18°)	Cos(Acoplanarité)	> -0.95 (18°)
$P_{total}$ / Energie manquante	= -	$P_{total}$ / Energie manquante	= -	$P_{total}$ / Energie manquante	> 0.05
Impulsion transverse/Energie Visible	> 0.4	Impulsion transverse/Energie Visible	> 0.3	Impulsion transverse/Energie Visible	> 0.4
$\Delta M$ Grand		$\Delta M$ Grand		$\Delta M$ Grand	
Elep(1)+Elep(2)	< 95 GeV	Elep(1)+Elep(2)	< 95 GeV	Elep(1)+Elep(2)	< 95 GeV
Elep(1)+Elep(2)	> 30 GeV	Elep(1)+Elep(2)	> 30 GeV	Elep(1)+Elep(2)	> 30 GeV
Elep	< 50 GeV	Elep	< 50 GeV	Elep	< 50 GeV
$\sqrt{s}/2.-elep(1)/\sqrt{s}/2.-elep(2)$	> 0.75	$\sqrt{s}/2.-elep(1)/\sqrt{s}/2.-elep(2)$	> 0.75	$\sqrt{s}/2.-elep(1)/\sqrt{s}/2.-elep(2)$	> 0.75
Cos(Acoplanarité)	> -0.95 (18°)	Cos(Acoplanarité)	> -0.95 (18°)	Cos(Acoplanarité)	> -0.95 (18°)
$P_{total}$ / Energie manquante	> 0.3	$P_{total}$ / Energie manquante	> 0.3	$P_{total}$ / Energie manquante	= -
Impulsion transverse/Energie Visible	> 0.4	Impulsion transverse/Energie Visible	> 0.3	Impulsion transverse/Energie Visible	> 0.4

Efficacités ( $\sqrt{s} = 206 GeV$ )					
a')		b')		c')	
$M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$	$M_{\tilde{\chi}_1^0}$	faible $\Delta M$	moyen $\Delta M$	grand $\Delta M$	
103.	1.	$1.98 \pm 0.87$	$23.76 \pm 2.67$	$20.79 \pm 2.54$	
103.	23.	$2.40 \pm 0.89$	$25.48 \pm 2.54$	$11.06 \pm 1.83$	
103.	33.	$5.56 \pm 1.24$	$47.01 \pm 2.70$	$2.56 \pm 0.86$	
103.	53.	$10.87 \pm 1.78$	$42.93 \pm 2.82$	$0.00 \pm 0.00$	
103.	63.	$13.81 \pm 2.14$	$35.15 \pm 2.96$	$0.00 \pm 0.00$	
103.	73.	$25.54 \pm 2.49$	$25.54 \pm 2.49$	$0.00 \pm 0.00$	
103.	83.	$32.26 \pm 2.82$	$8.76 \pm 1.70$	$0.00 \pm 0.00$	
103.	93.	$7.08 \pm 1.48$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	
103.	98.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	
103.	100.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	
$M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$	$M_{\tilde{\chi}_1^0}$	faible $\Delta M$	moyen $\Delta M$	grand $\Delta M$	
103.	1.	$3.01 \pm 0.76$	$18.52 \pm 1.73$	$15.28 \pm 1.60$	
103.	23.	$5.16 \pm 0.95$	$27.46 \pm 1.91$	$8.22 \pm 1.18$	
103.	33.	$10.11 \pm 1.24$	$29.23 \pm 1.87$	$2.20 \pm 0.60$	
103.	53.	$16.74 \pm 1.58$	$34.19 \pm 2.01$	$0.70 \pm 0.35$	
103.	63.	$24.74 \pm 1.91$	$31.24 \pm 2.05$	$0.00 \pm 0.00$	
103.	73.	$30.20 \pm 1.95$	$17.94 \pm 1.63$	$0.00 \pm 0.00$	
103.	83.	$40.85 \pm 2.15$	$2.98 \pm 0.74$	$0.00 \pm 0.00$	
103.	93.	$27.79 \pm 1.91$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	
103.	98.	$1.62 \pm 0.55$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	
103.	100.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	
$M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$	$M_{\tilde{\chi}_1^0}$	faible $\Delta M$	moyen $\Delta M$	grand $\Delta M$	
103.	1.	$2.70 \pm 1.02$	$16.22 \pm 2.31$	$17.12 \pm 2.36$	
103.	23.	$4.45 \pm 1.20$	$23.08 \pm 2.46$	$4.45 \pm 1.20$	
103.	33.	$9.61 \pm 1.60$	$25.33 \pm 2.36$	$3.06 \pm 0.93$	
103.	53.	$18.58 \pm 2.22$	$25.22 \pm 2.48$	$0.88 \pm 0.53$	
103.	63.	$23.87 \pm 2.64$	$21.17 \pm 2.53$	$0.00 \pm 0.00$	
103.	73.	$25.45 \pm 2.49$	$9.55 \pm 1.68$	$0.00 \pm 0.00$	
103.	83.	$30.67 \pm 2.78$	$2.52 \pm 0.95$	$0.00 \pm 0.00$	
103.	93.	$4.46 \pm 1.19$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	
103.	98.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	
103.	100.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	

TAB. 4.8 – Coupsures de la sélection charginos et efficacités dans les canaux  $e^+e^- + \cancel{E}$  (a et a'),  $e^\pm\mu^\mp + \cancel{E}$  (b et b') et  $\mu^\pm\mu^\mp + \cancel{E}$  (c et c') pour chaque région de  $\Delta M$ .



## 4.9.1.b Résultats des sélections leptoniques

Les trois sélections leptoniques sont présentées dans le tableau 4.8a, b et c. Ces dernières sont indépendantes puisque chacune d'elle est caractérisée par une signature expérimentale spécifique ( $e^+e^- + \cancel{E}$ ,  $e^\pm\mu^\mp + \cancel{E}$ ,  $\mu^\pm\mu^\mp + \cancel{E}$ ). Mais pour préserver cette indépendance dans chaque fenêtre de  $\Delta M$ , on a défini dans chaque canal, des fenêtres en énergie visible et on a appliqué la sélection OU logique. Les fenêtres de  $\Delta M$ , sont associées aux fenêtres d'énergie visible de la manière suivante.

- $E_{vis} \leq 25 \text{ GeV}$  :  $\Delta M$  faible
- $25 \leq E_{vis} \leq 50 \text{ GeV}$  :  $\Delta M$  moyen
- $50 \leq E_{vis} \leq \sqrt{s} \text{ GeV}$  :  $\Delta M$  grand

	$e e + \cancel{E}$				$e \mu + \cancel{E}$				$\mu \mu + \cancel{E}$			
$\sqrt{s}(\text{GeV})$	Faible	Moyen	Grand	.OU.	Faible	Moyen	Grand	.OU.	Faible	Moyen	Grand	.OU.
203 (D)	0	1	0	1	0	0	0	0	1	0	0	1
(MC)	0.3±0.0	0.1±0.0	0.0±0.0	0.5±0.0	0.1±0.0	0.2±0.0	0.1±0.0	0.4±0.0	0.2±0.0	0.1±0.0	0.0±0.0	0.3±0.0
205 (D)	3	1	0	4	2	1	1	4	1	1	0	2
(MC)	2.7±0.3	1.1±0.1	0.3±0.1	4.1±0.4	0.7±0.1	1.6±0.2	0.7±0.1	3.0±0.2	1.5±0.4	0.6±0.1	0.3±0.1	2.5±0.4
207 (D)	2	2	0	4	0	0	0	0	1	0	0	1
(MC)	4.6±0.6	1.9±0.2	0.6±0.1	7.1±0.6	1.3±0.3	2.7±0.3	1.2±0.1	5.2±0.4	2.7±0.6	1.1±0.2	0.6±0.1	4.3±0.6
208 (D)	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	1
(MC)	0.3±0.0	0.1±0.0	0.0±0.0	0.5±0.0	0.1±0.0	0.2±0.0	0.1±0.0	0.4±0.0	0.2±0.0	0.1±0.0	0.0±0.0	0.3±0.0

TAB. 4.9 – Résultats des sélections leptoniques : Nombre total d'événements attendus et observés dans chaque canal, en fonction de  $\Delta M$  et avec une luminosité totale intégrée de  $217.4 \text{ pb}^{-1}$ , correspondant aux données collectées aux énergies dans le centre de masse allant de 203 à 208 GeV.

Les résultats de la sélection finale sont présentés dans le tableau 4.9. Les colonnes indiquent le nombre d'événements attendus (MC) et le nombre d'événements observés dans chacune des topologies leptoniques et pour les différentes fenêtres de  $\Delta M$ . Les événements réels sélectionnés sont en accord avec ceux prévus par le Modèle Standard. Aucun excès significatif n'est observé sur l'ensemble des données collectées aux énergies dans le centre de masse allant de 203 à 208 GeV, sauf pour l'énergie 207 GeV, où on observe un léger déficit.

Les valeurs des efficacités obtenues pour chacune des sous-sélections sont données dans le tableau 4.8 a', b' et c', pour chacune des fenêtres de  $\Delta M$ . L'efficacité est maximale dans la région intermédiaire, et chute pour les faibles valeurs de  $\Delta M$ .



## 4.9.2 Recherche des charginos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ dans la voie semi-leptonique

### 4.9.2.a Procédure de sélection

Cette sélection est basée sur le même principe que celui présenté au début de cette partie. On a optimisé les analyse pour quatre fenêtres de  $\Delta M$ :

$$\begin{aligned} \Delta M \text{ très faible} & : \quad \Delta M < 10 \quad \text{GeV} ; \Delta M \text{ faible} : \quad 10 \leq \Delta M < 30 \quad \text{GeV} \\ \Delta M \text{ moyen} & : \quad 30 \leq \Delta M < 50 \quad \text{GeV} ; \Delta M \text{ grand} : \quad \Delta M \geq 50 \quad \text{GeV} \end{aligned}$$

La figure 4.26 représente la distribution des variables les plus discriminantes au niveau de la présélection. Les variables utilisées dans la sélection finale sont mentionnées dans les tableaux 4.10 et 4.11 avec indication des valeurs des coupures optimisées à l'énergie  $\sqrt{s} = 207 \text{ GeV}$ .

très faible $\Delta M$ $\Delta M < 10$		
Variables	Coupures	
Masse Visible ( $\text{GeV}/c^2$ )	$>$	3
Ngtk	$\geq$	1
Nasr	$>$	4
Elep (GeV)	$<$	5
Masse Hadronique ( $\text{GeV}/c^2$ )	$<$	8
Acoplanarité (rd)	$<$	2.8 ( $160^\circ$ )
Angle entre le jet et le lepton	$>$	$15^\circ$
$\min(\sin(\text{thj11}), \sin(\text{thj21}))$	$>$	0.2 ( $\sim 12^\circ$ )
Pt/Evis	$>$	0.3
ETTL	$>$	3
ETTT	$<$	3

TAB. 4.10 – Coupures de sélection optimisées à  $\sqrt{s} = 207 \text{ GeV}$ , utilisées dans la fenêtre très faible  $\Delta M$  pour le canal semi-leptonique

Variables		$\Delta M$		
		Faible	Moyen	Grand
		$10 < \Delta M < 30$	$\Delta M < 50$	$\Delta M > 50$
Masse Visible ( $\text{GeV}/c^2$ )	$<$	40	60	145
Masse Visible ( $\text{GeV}/c^2$ )	$>$	6	-	-
Ngtk	$>$	3	3	3
Nasr	$>$	4	10	10
Elep (GeV)	$>$	3	3	3
Acoplanarité (rd)	$<$	2.8 ( $160^\circ$ )	3 ( $172^\circ$ )	3 ( $172^\circ$ )
Angle entre le jet et le lepton	$>$	$15^\circ$	$15^\circ$	$15^\circ$
$\min(\sin(\text{thj11}), \sin(\text{thj21}))$	$>$	0.2	0.2	0.2
$ \cos(\text{Thpm}) $	$<$	0.8	0.9	0.9
Masse manquante ( $\text{GeV}/c^2$ )	$>$	140	70	70
$P_{\text{total}} / \text{Emis}$	$>$	0.03	0.05	-
Ev30/Evis	$<$	0.2	-	-
Impulsion transverse ( $\text{GeV}/c$ )	$>$	-	6	6
Masse Hadronique ( $\text{GeV}/c^2$ )	$<$	-	-	60

TAB. 4.11 – Coupures de sélection optimisées à  $\sqrt{s} = 207 \text{ GeV}$ , utilisées respectivement dans les fenêtres faible, moyenne et grande  $\Delta M$  pour le canal semi-leptonique

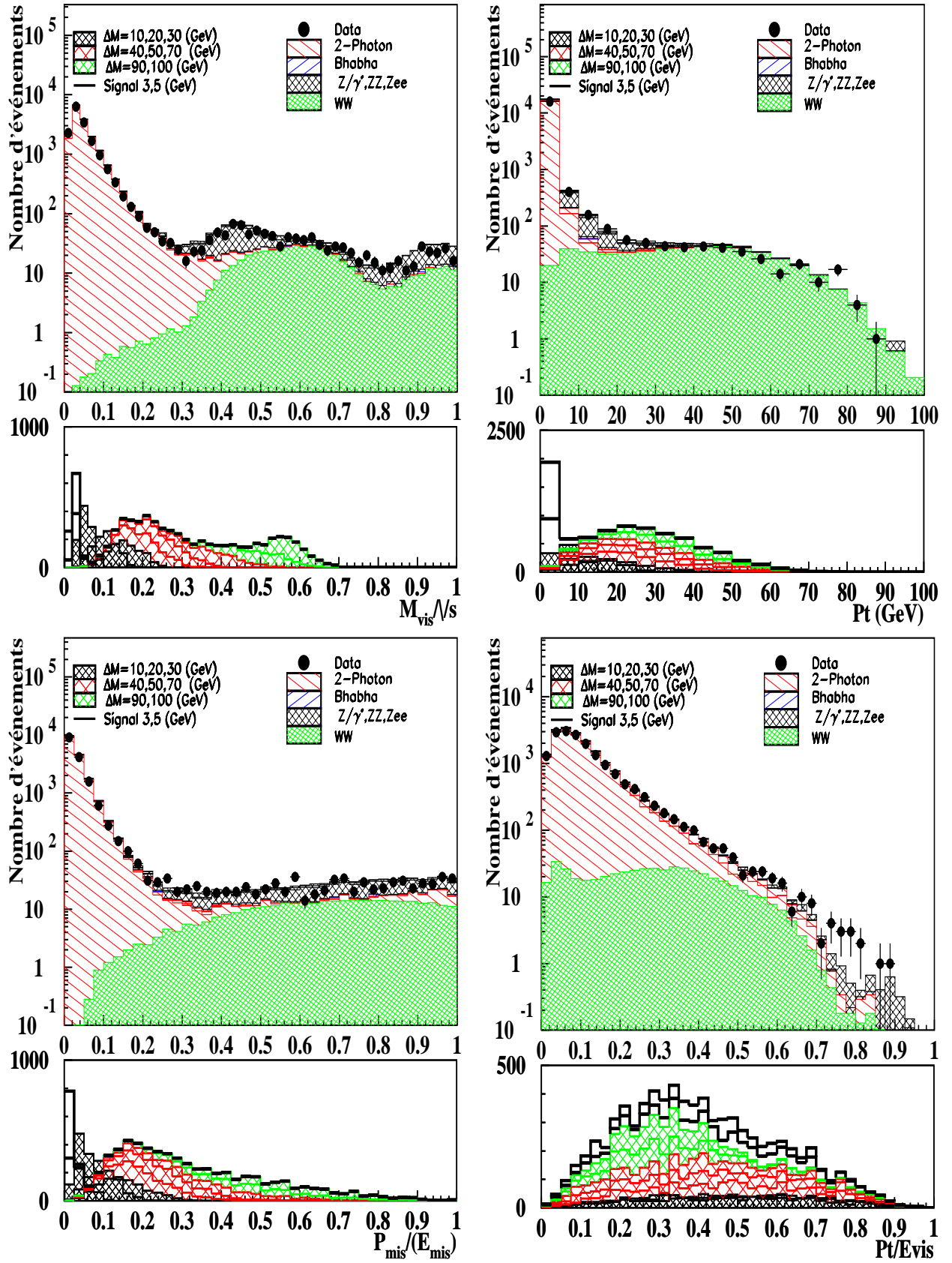


FIG. 4.26 – Variables discriminantes pour l'analyse semi-leptonique : un exemple de variables utilisées dans la sélection deux jets, un lepton et énergie manquante. La partie inférieure de chaque graphe montre les distributions du signal pour différentes valeurs de  $\Delta M$  avec une normalisation arbitraire. Le signal charginos associé aux valeurs  $\Delta M = 3$  et  $5$  GeV est représenté en ligne continue

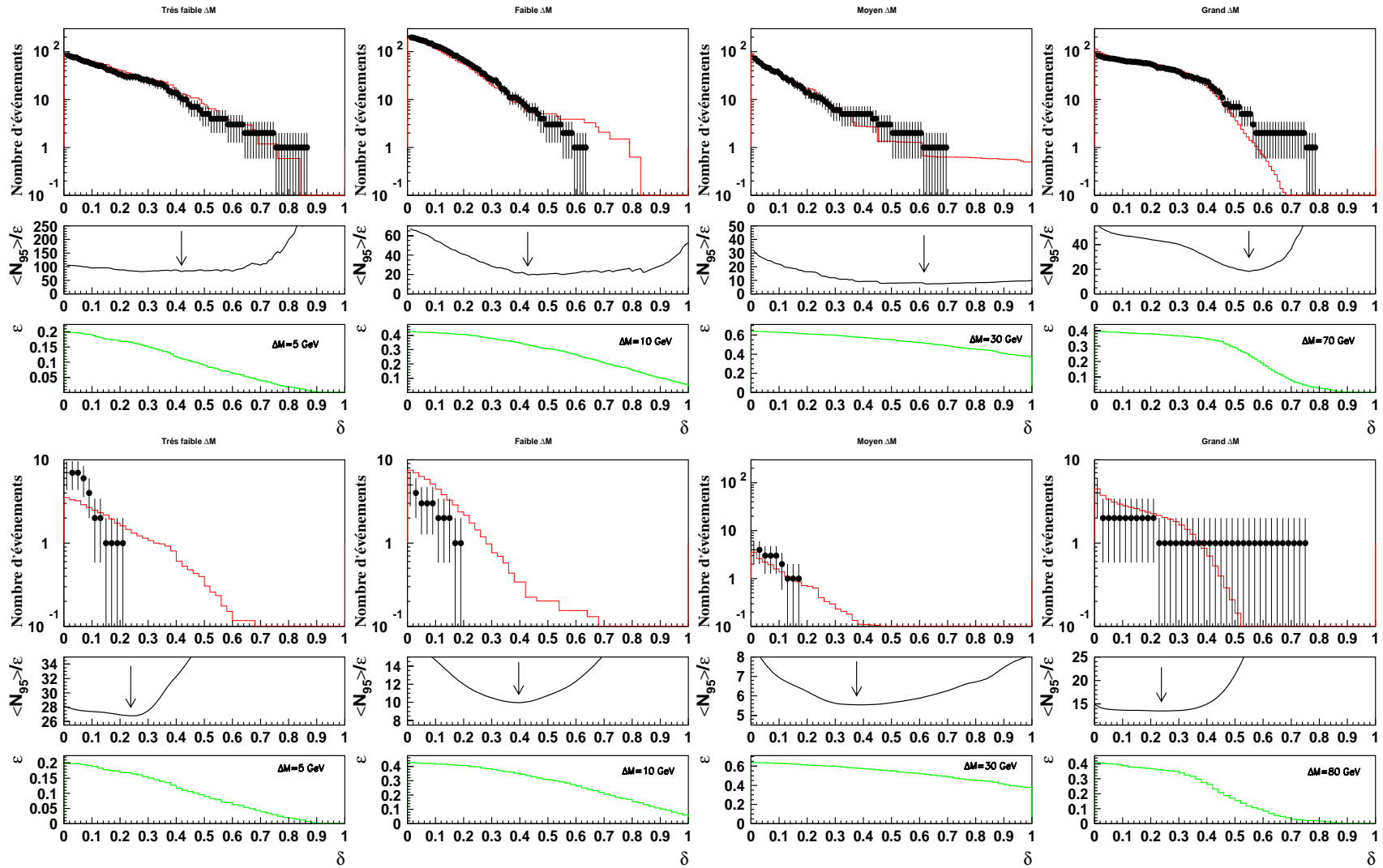


FIG. 4.27 – Evolution de la fonction d'optimisation correspondant à la sélection charginos dans le canal deux jets plus un lepton et énergie manquante pour les différentes fenêtres de masse : très faible (a), faible (b), moyen (c) et grand (d)  $\Delta M$ , pour l'ensemble des énergies de 203 à 208 GeV (figures en haut) et à l'énergie 208 GeV (figures en bas)

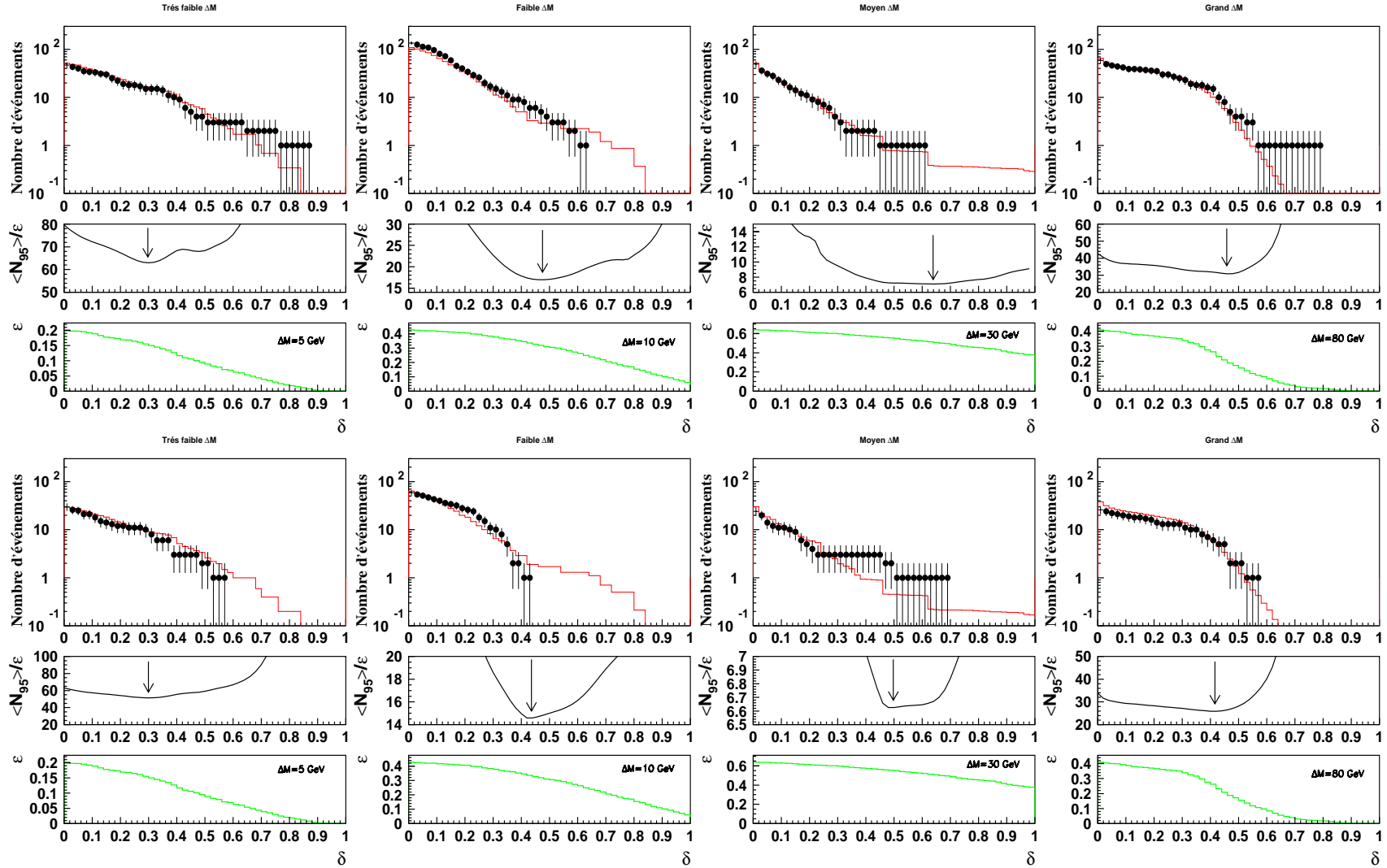


FIG. 4.28 – Evolution de la fonction d'optimisation correspondant à la sélection charginos dans le canal deux jets plus un lepton et énergie manquante pour les différentes fenêtres de masses, très faible (a), faible (b), moyen (c) et grand (d)  $\Delta M$ , pour l'énergie 207 GeV (figures en haut) et l'énergie 205 GeV (figures en bas)

La procédure d'optimisation a été appliquée sur l'ensemble des données collectées aux énergies 203 à 208 GeV. Les figures 4.27 et 4.28 montrent l'évolution des fonctions d'optimisation en fonction de l'échantillonnage  $\delta$ , pour différentes fenêtres de  $\Delta M$  et pour les quatre derniers paliers d'énergie du LEP (203, 205, 207 et 208 GeV).

On observe un bon accord entre les événements de fond attendus et observés à chaque étape de la sélection, pour les différentes fenêtres de  $\Delta M$ .

#### 4.9.2.b Résultats des sélections semi-leptoniques

A l'instar des sélections leptoniques, et dans le but de séparer les différentes sous-sélections, on a défini quatre fenêtres d'énergie visible permettant de caractériser chaque région de  $\Delta M$  :

$$\begin{aligned} \Delta M \text{ très faible : } & 3 \leq E_{vis} < 10 \text{ GeV} \quad , \Delta M \text{ faible : } & 10 \leq E_{vis} \leq 25 \text{ GeV} \\ \Delta M \text{ moyen : } & 25 \leq E_{vis} \leq 75 \text{ GeV} \quad , \Delta M \text{ grand : } & 75 \leq E_{vis} \leq \sqrt{s} \text{ GeV} \end{aligned}$$

Les résultats des 16 sous-sélections sont donnés dans le tableau 4.12. Les colonnes, indiquent les résultats pour chaque fenêtre de masse et les lignes indiquent respectivement le nombre d'événements réels sélectionnés (D) et le nombre d'événements Monte-Carlo attendus (MC) pour chacune des 4 énergies dans le centre de masse. Aucun excès n'est observé.

$\Delta M$ $\sqrt{s}(\text{GeV})$	très Faible	Faible	Moyen	Grand	.OR.
203 (D)	1	0	0	2	3
(MC)	$1.32 \pm 0.19$	$0.34 \pm 0.09$	$0.11 \pm 0.04$	$2.15 \pm 0.04$	$3.92 \pm 0.22$
205 (D)	8	0	1	2	11
(MC)	$9.05 \pm 1.47$	$1.90 \pm 0.63$	$0.45 \pm 0.20$	$1.76 \pm 0.07$	$13.17 \pm 1.62$
207 (D)	15	4	0	5	24
(MC)	$15.60 \pm 2.54$	$2.93 \pm 1.04$	$0.38 \pm 0.06$	$4.22 \pm 0.15$	$23.13 \pm 2.75$
208 (D)	0	0	0	1	1
(MC)	$1.32 \pm 0.19$	$0.34 \pm 0.09$	$0.11 \pm 0.04$	$2.15 \pm 0.04$	$3.92 \pm 0.22$

TAB. 4.12 – Résultats des sélections semi-leptoniques : Nombre total d'événements attendus et observés pour chaque région de  $\Delta M$  et pour une luminosité totale intégrée de  $217.4 \text{ pb}^{-1}$  correspondant aux données collectées aux énergies dans le centre de masse variant de 203 à 208 GeV

Les efficacités obtenues au niveau de la sélection finale, pour le canal électron ou un muon

plus deux jets et énergie manquante, sont données dans le tableau 4.13.

$M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$	$M_{\tilde{\chi}_1^0}$	très faible $\Delta M$	faible $\Delta M$	moyen $\Delta M$	grand $\Delta M$
103.	1.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$0.21 \pm 0.14$	$2.76 \pm 0.51$
103.	23.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$1.41 \pm 0.37$	$18.91 \pm 1.23$
103.	33.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$12.33 \pm 1.02$	$33.65 \pm 1.46$
103.	53.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$51.43 \pm 1.51$	$4.64 \pm 0.64$
103.	63.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$56.80 \pm 1.52$	$0.20 \pm 0.14$
103.	73.	$0.00 \pm 0.00$	$0.40 \pm 0.20$	$53.77 \pm 1.57$	$0.00 \pm 0.00$
103.	83.	$0.00 \pm 0.00$	$14.27 \pm 1.08$	$33.68 \pm 1.45$	$0.00 \pm 0.00$
103.	93.	$1.72 \pm 0.41$	$31.06 \pm 1.45$	$0.13 \pm 0.11$	$0.00 \pm 0.00$
103.	98.	$14.62 \pm 1.09$	$0.78 \pm 0.27$	$0.06 \pm 0.07$	$0.00 \pm 0.00$
103.	100.	$2.12 \pm 0.45$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$

TAB. 4.13 – Efficacités des sélections deux jets plus un lepton ( $e^\pm, \mu^\pm$ ) et énergie manquante à  $< \sqrt{s} > = 207 \text{ GeV}$  sur le signal charginos, pour les différentes valeurs de différences de masses

On observe que dans la région intermédiaire l'efficacité atteint plus que 50 % par contre pour les très faibles gammes de différences de masse, elle chute jusqu'à 1 %. Ceci est dû aux critères appliqués lors de l'identification du lepton isolé (au moins 3 GeV pour les muons).

### 4.9.3 Recherche des charginos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ dans la voie hadronique

#### 4.9.3.a Procédure de sélection

L'analyse est réalisée essentiellement en deux phases :

- La première phase est consacrée à la réduction du maximum des processus Standard ayant une topologie différente du signal recherché, elle est basée sur l'application de coupures séquentielles qui ont été optimisées pour les quatre fenêtres de  $\Delta M$  suivantes :

$\Delta M$ très faible	:	$3 < \Delta M < 10$	GeV
$\Delta M$ faible	:	$10 \leq \Delta M < 40$	GeV
$\Delta M$ moyen	:	$40 \leq \Delta M < 70$	GeV
$\Delta M$ grand	:	$\Delta M \geq 70$	GeV

La figure 4.29 représente la distribution des principales variables au niveau de la présélection et utilisées lors de la recherche du signal charginos.



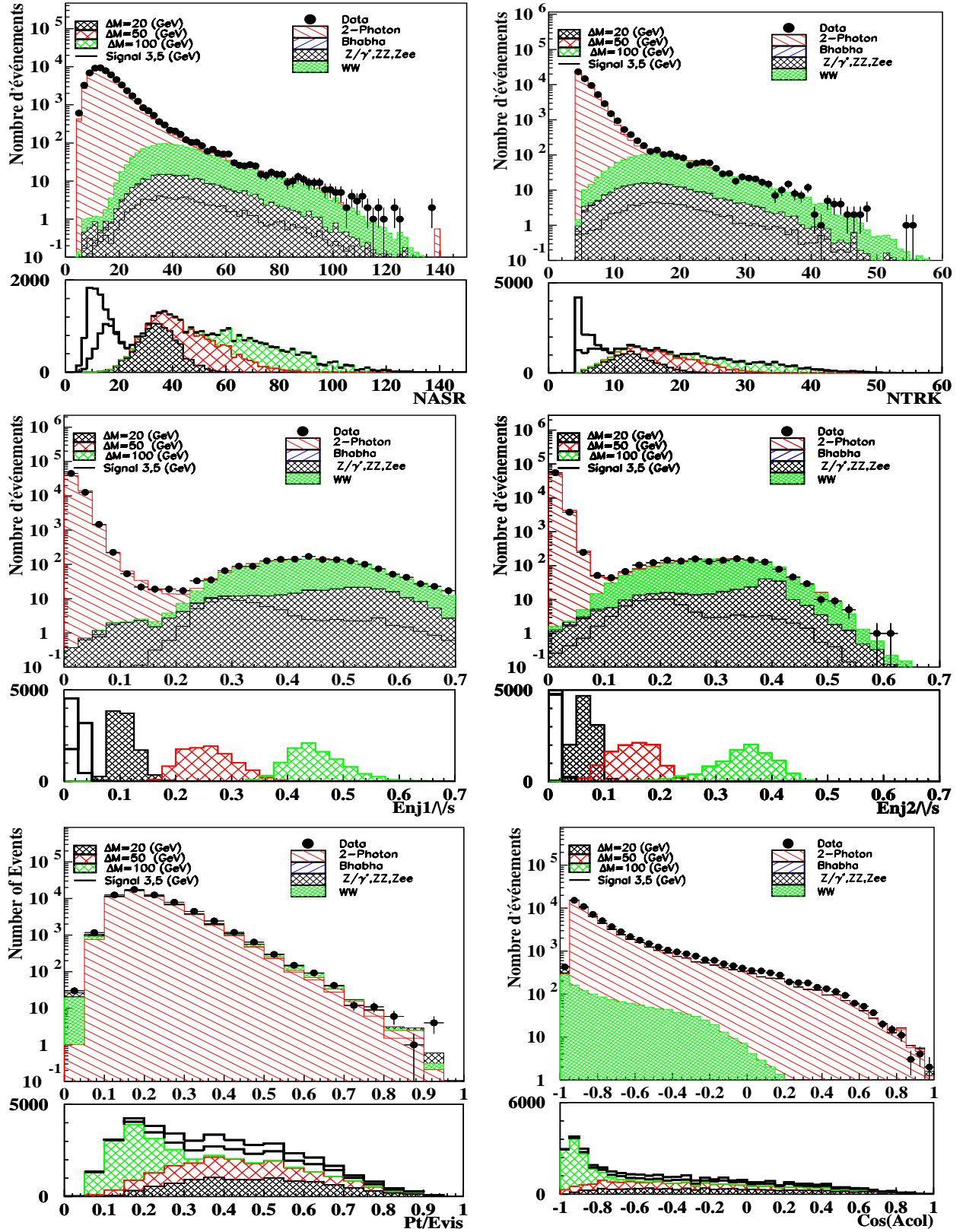


FIG. 4.29 – Distribution des variables les plus importantes utilisées dans la sélection : quatre jets énergie manquante, dans la présélection hadronique charginos, Pour l'ensemble des énergies dans le centre de masse étudiées correspondant à une énergie moyenne de 206 GeV et une luminosité intégrée de  $217.4 \text{ pb}^{-1}$

La liste des variables utilisées ainsi que les valeurs des coupures séquentielles (communes à l'ensemble des énergies  $\sqrt{s}$ ) sont présentées dans les tableaux 4.15 et 4.14. A ce niveau, le nombre d'événements sélectionnés est en accord avec les prédictions du Modèle Standard (3989 événements observés contre 3945 événements attendus).

		$\Delta M$		
		très Faible	Faible	Moyen
Variables		$3 < \Delta M \leq 10$	$10 < \Delta M \leq 40$	$40 < \Delta M \leq 70$
Masse Visible ( $\text{GeV}/c^2$ )	<	20	60	85
Masse Visible ( $\text{GeV}/c^2$ )	>	-	15	-
Energie Visible ( $\text{GeV}$ )	>	-	-	35
Ntrk	$\geq$	2	5	5
Nasr	>	5	16	16
$\sin \theta_{\text{mis}}$	>	0.4	0.4	0.4
Acoplanarité (rd)	<	2.8 ( $160^0$ )	2.8	2.8
Acolinéarité (rd)	<	2.8 ( $160^0$ )	2.8	-
$ Cos(thpm) $	<	0.9	0.9	-
Impulsion transverse	>	2	2	6
$P_{\text{total}} / E_{\text{mis}}$	>	-	-	0.05
$P_t / E_{\text{vis}}$	>	0.25	-	-
Ev30/Evis	<	0.6	-	-

TAB. 4.14 – Les coupures séquentielles utilisées dans le canal hadronique, pour les fenêtres très faible, faible et moyen  $\Delta M$ .

Grand $\Delta M$ Selection		
$\Delta M > 70$		
Variable	Coupures	
Masse Visible ( $\text{GeV}/c^2$ )	>	80
Masse Visible ( $\text{GeV}/c^2$ )	<	180
Ntrk	>	5
Nasr	>	16
$\sin \theta_{\text{mis}}$	>	0.4
Acoplanarité (rd)	<	2.8 ( $160^0$ )
Impulsion transverse	>	6
$y_{34}^a$	>	0.01
$E_{\text{jet}_{\text{Max}}}$	<	50

TAB. 4.15 – Les coupures séquentielles utilisées dans le Canal hadronique, pour la fenêtre Grand  $\Delta M$ .

<sup>a</sup> valeur de  $y_{\text{cut}}$  qui fait passer de 3 à 4 jets (voir paragraphe 4.5)



La figure 4.30 montre une comparaison entre les données et les simulations après application des coupures séquentielles, pour la distribution de l'énergie visible ( $\sqrt{s} = 206$  GeV,  $\mathcal{L} = 217.4 \text{ pb}^{-1}$ ).

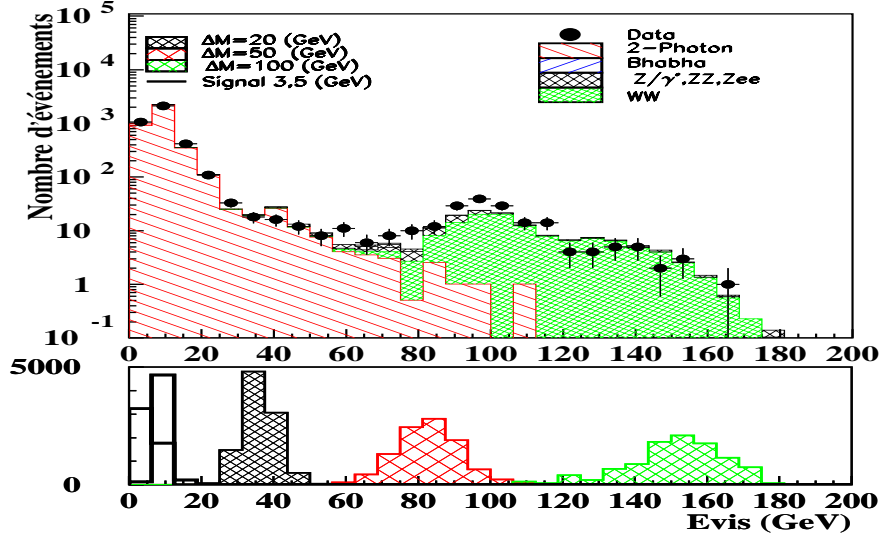


FIG. 4.30 – Distribution de l'énergie visible pour le canal hadronique après application des coupures séquentielles :  $\sqrt{s} = 206$  GeV :  $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow 4j + \cancel{E}$

L'efficacité (tableau 4.16) sur le signal à ce niveau de la sélection atteint les 80% dans la fenêtre moyenne ( $\Delta M \simeq 30$  GeV), et elle n'est que de 20 % dans la région faible ( $\Delta M \simeq 3$  GeV) et inférieure à 15 % pour grand  $\Delta M$ .

$\Delta M$	3	5	10	20	30	40	50	70	90	100
Efficacité (%)	20.2	55.2	71.7	77.2	80.0	79.1	74.4	48.3	25.3	13.1

TAB. 4.16 – Efficacités obtenues pour le canal hadronique après application des coupures séquentielles :  $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow 4j + \cancel{E}$ ,  $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 103$  GeV

- La deuxième phase, est dédiée à l'utilisation d'un réseau de neurones (on a détaillé le principe de fonctionnement dans le paragraphe 4.8.3). Celui-ci est capable après une phase d'apprentissage de reconnaître dans un échantillon indépendant les événements bruits de fond de ceux du signal.

Afin d'augmenter la performance de l'analyse, de nombreux essais empiriques ont été effectués au niveau du choix des variables discriminantes (le nombre de neurones dans la couche d'entrée) et au niveau du nombre de neurones dans la couche cachée. La structure du réseau de neurones retenue est la suivante : 17 neurones en entrée, 26 neurones pour la couche cachée et un neurone en sortie, qui prend une valeur proche de 1 pour le signal et une valeur proche de 0 pour les événements bruits de fond.

Les 17 variables utilisées sont les suivantes :

- l'énergie manquante normalisée à l'énergie dans le centre de masse
- l'acolinéarité ,
- l'acoplanarité ,
- l'angle  $\theta$  du thrust ,
- l'impulsion transverse normalisée à l'énergie dans le centre de masse,
- l'impulsion transverse normalisée à l'énergie visible,
- la projection longitudinale de l'impulsion transverse manquante suivant la direction du thrust normalisée à l'énergie visible,
- la projection transverse de l'impulsion transverse manquante suivant la direction du thrust normalisée à l'énergie visible,
- l'écart dans le plan  $R-\Phi$  entre la direction de l'impulsion transverse manquante et la direction du premier jet le plus énergétique,
- l'écart dans le plan  $R-\Phi$  entre la direction de l'impulsion transverse manquante et la direction du deuxième jet le plus énergétique,
- sinus de l'angle  $\theta$  entre les deux jets les plus énergiques,
- l'énergie du premier jet le plus énergétique normalisée à l'énergie visible,
- l'énergie du deuxième jet le plus énergétique normalisée à l'énergie visible,
- sinus de l'angle  $\theta$  du premier jet le plus énergétique,
- sinus de l'angle  $\theta$  du deuxième jet le plus énergétique,
- masse visible associée au premier jet le plus énergétique,
- masse visible associée au deuxième jet le plus énergétique,

Une fois les variables d'entrée fixées, on procède aux phases d'apprentissage région par région en  $\Delta M$ . Lorsque les poids sont déterminés, on présente au réseau des échantillons Monte Carlo, autres que ceux utilisés pour l'apprentissage, et les données collectées.

Les résultats obtenus sont représentés dans les figures 4.31, 4.32, 4.33, 4.34, montrant respectivement la distribution de la valeur de sortie du réseau pour les simulations à  $\sqrt{s} = 206$  GeV, et les signaux dans les régions, très faible, faible, moyenne et grande  $\Delta M$ , ainsi que les résultats de l'optimisation aux énergies  $\sqrt{s} = 205, 207$  et  $208$  GeV. L'accord entre les données de simulation et les données réelles est satisfaisant.

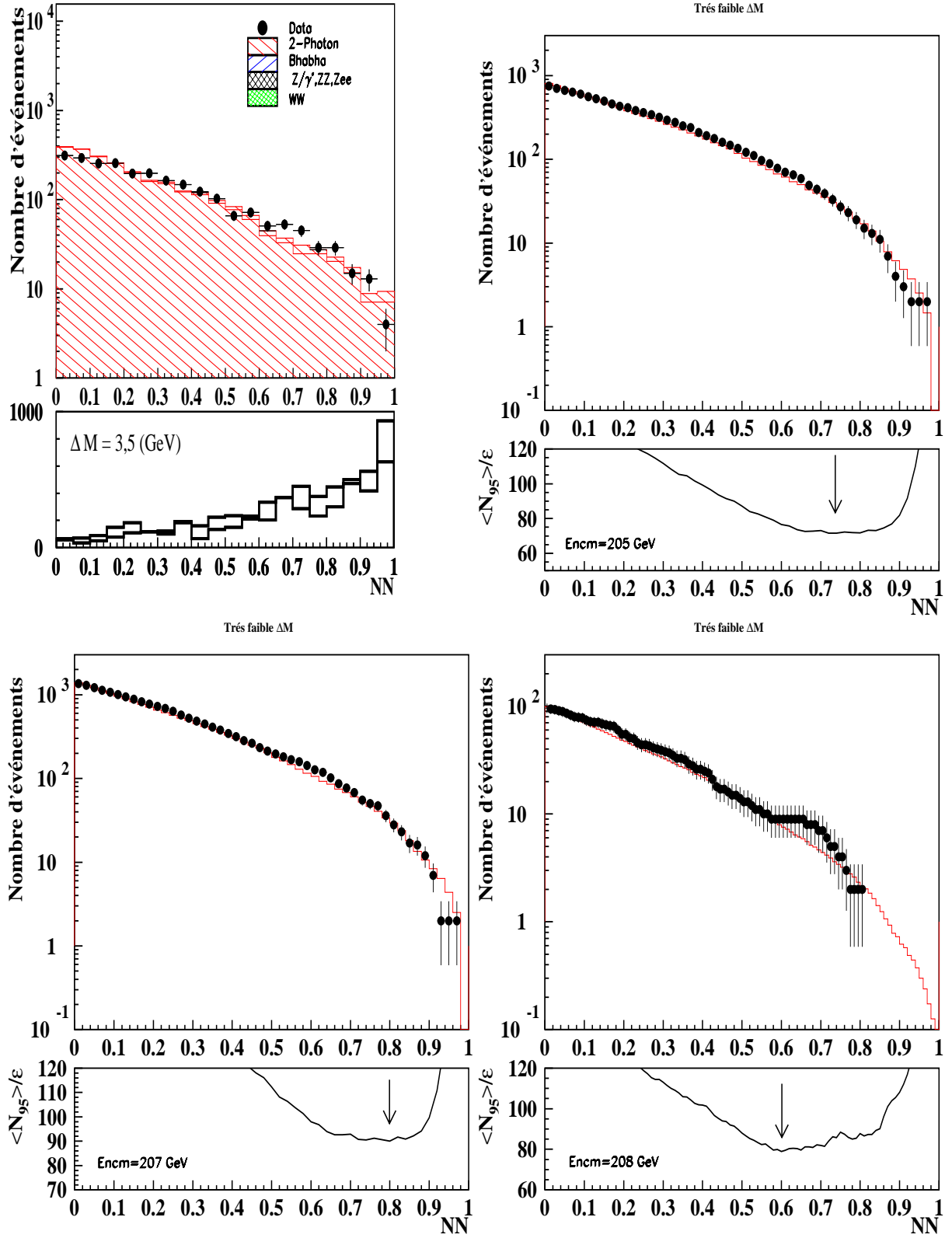


FIG. 4.31 – Variation du nombre d'événements de fond attendus à  $\sqrt{s} \geq 206 \text{ GeV}$  ( $\mathcal{L} = 217.4 \text{ pb}^{-1}$ ) et de données observées en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurones (haut à gauche), et de la fonction d'optimisation pour chaque énergie respectivement  $\sqrt{s} = 205 \text{ GeV}$  (haut à droite),  $\sqrt{s} = 207 \text{ GeV}$  (en bas à gauche) et  $\sqrt{s} = 208 \text{ GeV}$  (en bas à droite), déterminée dans la région très faible  $\Delta M$ .

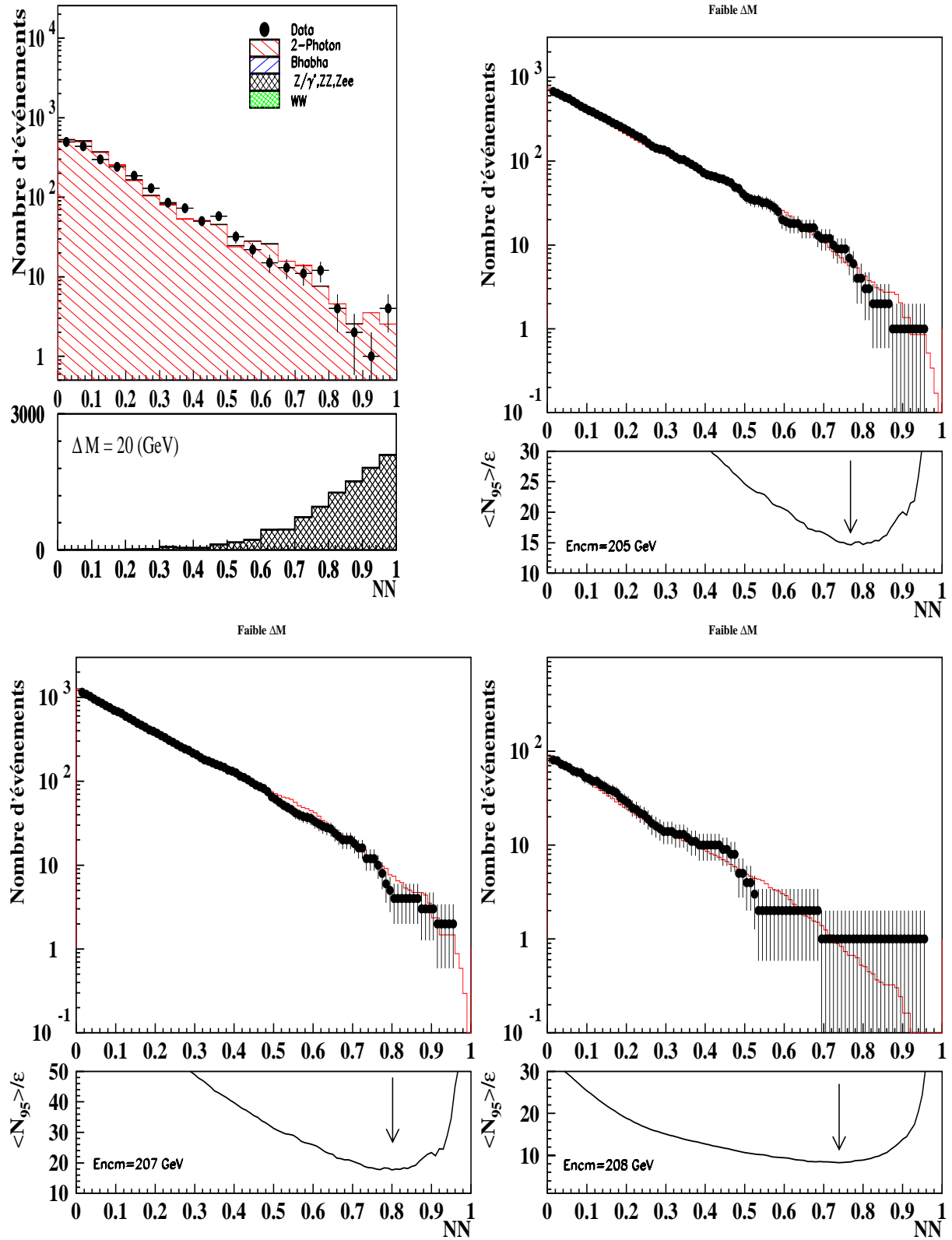


FIG. 4.32 – Variation du nombre d'événements de fond attendus à  $\sqrt{s} \geq 206$  GeV ( $\mathcal{L} = 217.4 \text{ pb}^{-1}$ ) et de données observées en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurones (haut à gauche), et de la fonction d'optimisation pour chaque énergie respectivement  $\sqrt{s} = 205$  GeV (haut à droite),  $\sqrt{s} = 207$  GeV (en bas à gauche) et  $\sqrt{s} = 208$  GeV (en bas à droite), déterminée dans la région faible  $\Delta M$ .

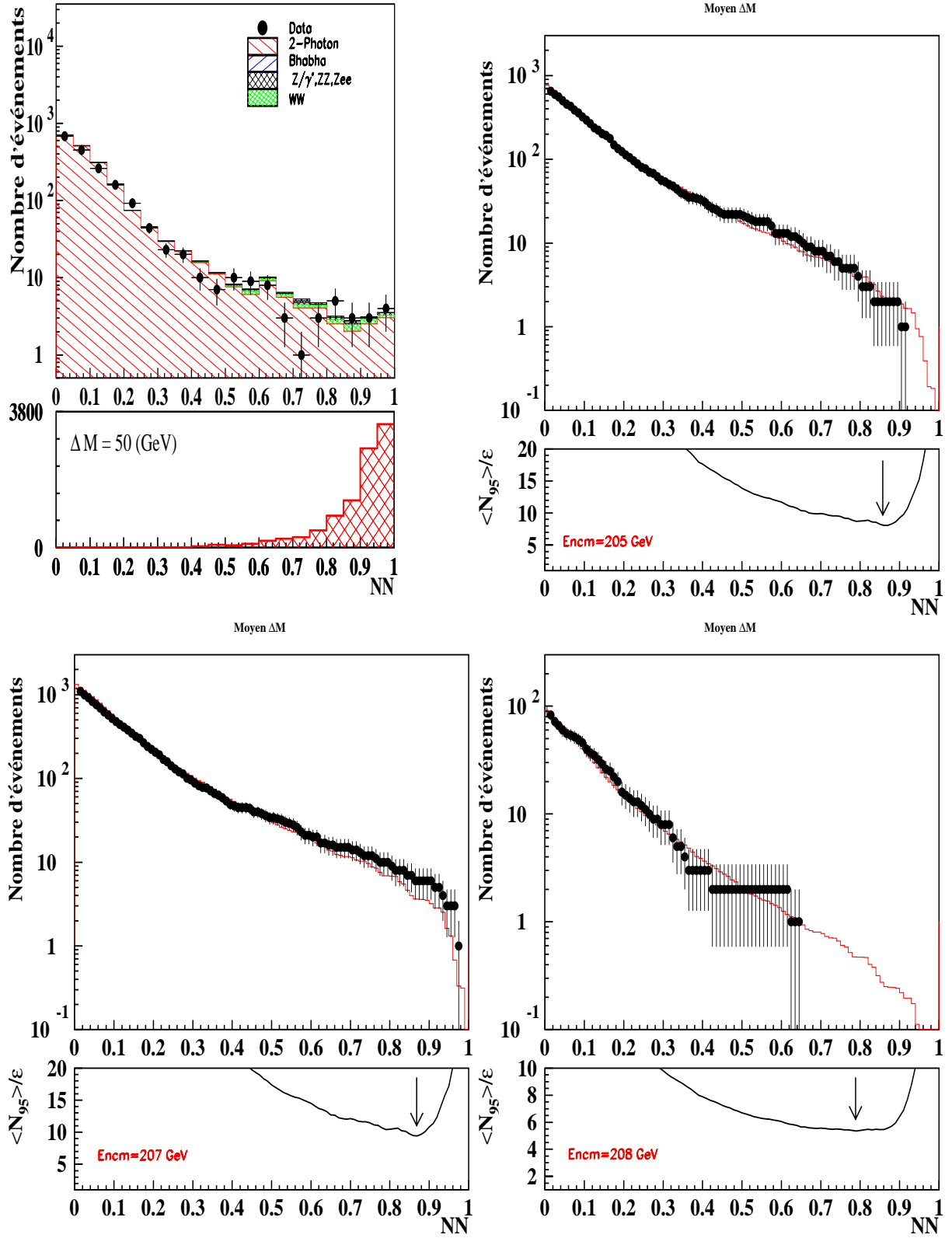


FIG. 4.33 – Variation du nombre d'événements de fond attendus à  $\langle \sqrt{s} \rangle = 206$  GeV ( $\mathcal{L} = 217.4 \text{ pb}^{-1}$ ) et de données observées en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurones (haut à gauche), et de la fonction d'optimisation pour chaque énergie respectivement  $\sqrt{s} = 205$  GeV (haut à droite),  $\sqrt{s} = 207$  GeV (en bas à gauche) et  $\sqrt{s} = 208$  GeV (en bas à droite), déterminée dans la région moyen  $\Delta M$ .

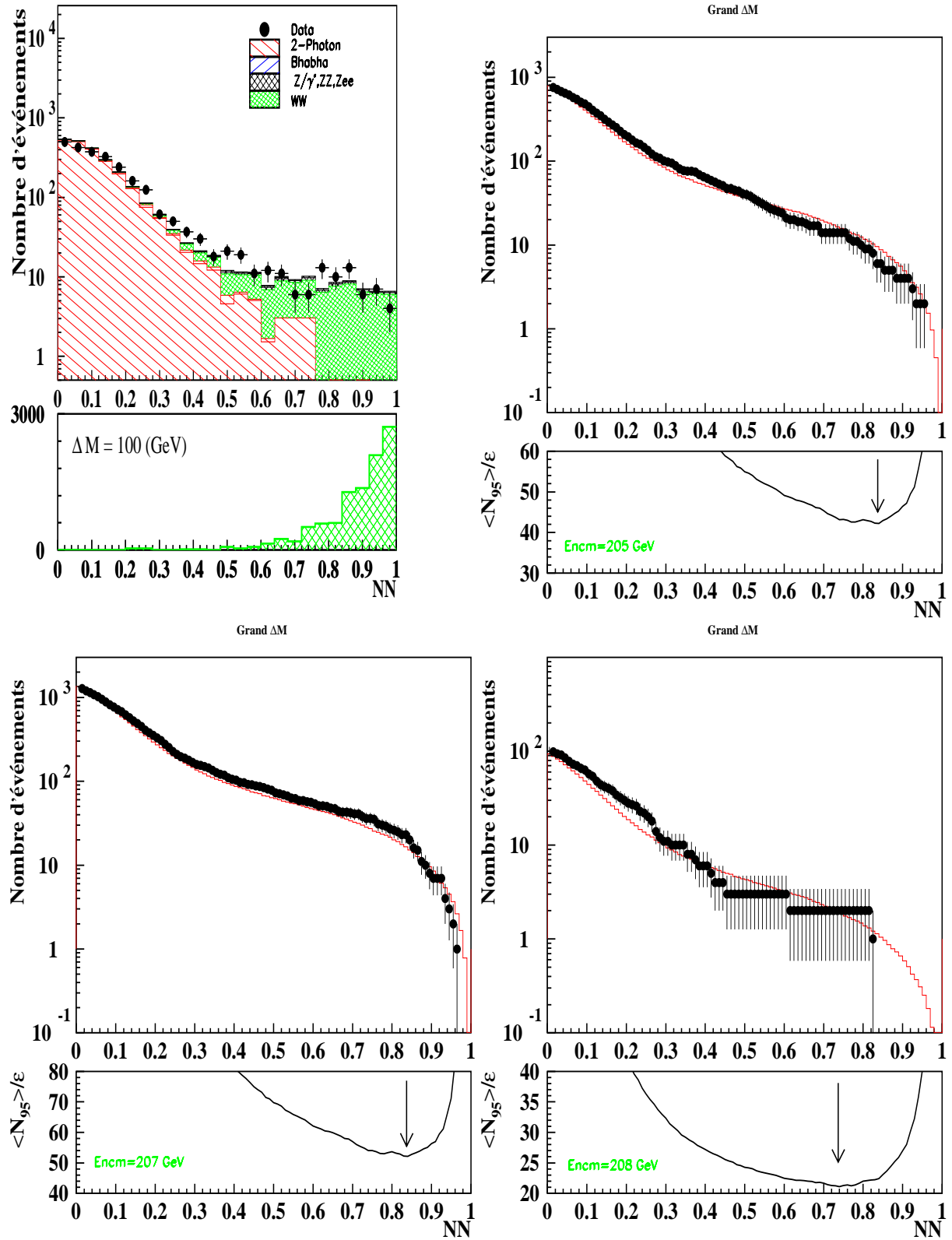


FIG. 4.34 – Variation du nombre d'événements de fond attendus à  $\langle \sqrt{s} \rangle \geq 206$  GeV ( $\mathcal{L} = 217.4 \text{ pb}^{-1}$ ) et de données observées en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurones (haut à gauche), et de la fonction d'optimisation pour chaque énergie respectivement  $\sqrt{s} = 205$  GeV (haut à droite),  $\sqrt{s} = 207$  GeV (en bas à gauche) et  $\sqrt{s} = 208$  GeV (en bas à droite), déterminée dans la région très faible  $\Delta M$ .

#### 4.9.3.b Résultats des sélections hadroniques

Les fenêtres d'énergie visible permettant de définir la sélection finale sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \Delta M \text{ très faible : } & 3 \leq E_{vis} < 10 \text{ GeV} \quad , \Delta M \text{ faible : } \quad 10 \leq E_{vis} \leq 25 \text{ GeV} \\ \Delta M \text{ moyen : } & 25 \leq E_{vis} \leq 65 \text{ GeV} \quad , \Delta M \text{ grand : } \quad 65 \leq E_{vis} \leq \sqrt{s} \text{ GeV} \end{aligned}$$

Le tableau 4.17 présente les nombres d'événements fonds attendus et d'événements observés dans chaque sous-sélection, pour les énergies dans le centre de masse allant de 203 à 208 GeV.

$\Delta M$ $\sqrt{s}(\text{GeV})$	Très faible	Faible	Moyen	Grand	.OU.
203 (D)	9	1	0	2	12
(MC)	$8.54 \pm 0.41$	$0.96 \pm 0.14$	$0.45 \pm 0.10$	$2.01 \pm 0.05$	$11.96 \pm 0.45$
205 (D)	33	7	2	4	46
(MC)	$30.38 \pm 2.17$	$5.66 \pm 0.98$	$2.26 \pm 0.59$	$9.38 \pm 0.29$	$47.68 \pm 2.47$
207 (D)	36	5	3	22	66
(MC)	$33.80 \pm 2.99$	$7.67 \pm 1.50$	$3.25 \pm 0.93$	$16.16 \pm 0.49$	$60.87 \pm 3.51$
208 (D)	9	1	0	2	12
(MC)	$7.93 \pm 0.38$	$0.89 \pm 0.13$	$0.42 \pm 0.09$	$1.86 \pm 0.05$	$11.10 \pm 0.42$

TAB. 4.17 – Résultats des sélections charginos dans le canal hadronique. Ce tableau donne les nombres d'événements observés avec les données collectées pour des  $\sqrt{s}$  allant de 203 à 208 GeV ainsi que les nombres d'événements attendus pour les différentes fenêtres de masse.

Sur l'ensemble des sous-sélections, on a un bon accord entre le nombre d'événements attendus et observés. La valeur moyenne des efficacités sur le signal (4 jets +  $\cancel{E}$ ) est de 50 % dans la région intermédiaire de  $\Delta M$ , et elle chute à 10 % pour les régions grande et faible  $\Delta M$ .

$M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$	$M_{\tilde{\chi}_1^0}$	Très faible $\Delta M$	Faible $\Delta M$	Moyen $\Delta M$	Grand $\Delta M$
103.	1.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$9.28 \pm 0.64$
103.	23.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$18.76 \pm 0.86$
103.	33.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$30.83 \pm 1.02$
103.	53.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$1.19 \pm 0.24$	$42.63 \pm 1.08$
103.	63.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$14.62 \pm 0.78$	$29.43 \pm 1.01$
103.	73.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$55.80 \pm 1.11$	$1.61 \pm 0.28$
103.	83.	$0.00 \pm 0.00$	$0.58 \pm 0.17$	$45.03 \pm 1.10$	$0.00 \pm 0.00$
103.	93.	$0.09 \pm 0.07$	$41.42 \pm 1.09$	$0.37 \pm 0.13$	$0.00 \pm 0.00$
103.	98.	$16.24 \pm 0.82$	$0.20 \pm 0.10$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$
103.	100.	$6.17 \pm 0.57$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$

TAB. 4.18 – Efficacité de la sélection quatre jets et énergie manquante à  $< \sqrt{s} > = 207 \text{ GeV}$  sur le signal charginos pour les différentes valeurs de différences de masse et un  $\tilde{\chi}_1^\pm$  de masse 103 GeV

Le tableau 4.18 donne les détails des efficacités obtenues dans chaque fenêtre de  $\Delta M$ , pour un signal de production d'une paire de chargino de masse 103 GeV et pour différentes valeurs de  $\Delta M$

Cette même sélection a été utilisée sans modification, pour estimer l'efficacité de ce filtre sur les signaux chargino ayant deux jets plus un  $\tau$  dans l'état final. En effet, cette topologie qui n'a pas été prise en compte dans les analyses précédentes, représente environ 14 % du rapport d'embranchement de désintégration des deux W issus des charginos  $\tilde{\chi}_1^+$  et  $\tilde{\chi}_1^-$ . Les efficacités obtenues sont données dans le tableau 4.19.

$M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$	$M_{\tilde{\chi}_1^0}$	Très faible $\Delta M$	Faible $\Delta M$	Moyen $\Delta M$	Grand $\Delta M$
103.	1.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$8.68 \pm 1.01$
103.	23.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$18.31 \pm 1.39$
103.	33.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$33.56 \pm 1.72$
103.	53.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$1.28 \pm 0.40$	$42.78 \pm 1.76$
103.	63.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$14.63 \pm 1.31$	$30.94 \pm 1.71$
103.	73.	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$55.95 \pm 1.86$	$2.13 \pm 0.54$
103.	83.	$0.00 \pm 0.00$	$0.40 \pm 0.23$	$43.96 \pm 1.81$	$0.00 \pm 0.00$
103.	93.	$0.00 \pm 0.00$	$42.17 \pm 1.82$	$0.57 \pm 0.28$	$0.00 \pm 0.00$
103.	98.	$18.00 \pm 1.43$	$0.20 \pm 0.17$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$
103.	100.	$1.60 \pm 0.32$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$

TAB. 4.19 – Efficacités des la sélections sur la topologie  $\tau$  plus deux jets et énergie manquante à  $\langle \sqrt{s} \rangle = 207$  GeV, sur le signal charginos pour les différentes valeurs de différence de masse et  $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 103$  GeV

Ce filtre s'avère performant pour cette topologie. En effet l'efficacité moyenne de sélection est de 50% dans la région moyenne ( $20 < \Delta M < 50$  GeV) et chute à  $\simeq 8\%$  pour la région grande  $\Delta M$  et à moins de 2% dans la région très faible.



#### 4.9.4 Résultats des sélections finales charginos

Les nombres d'événements sélectionnés par les différentes analyses de recherche des charginos sont montrés dans le tableau 4.20 avec une estimation des erreurs statistiques correspondantes.  $N_{Obs}$  représente le nombre d'événements des données sélectionnés et  $N_{Exp}$  représente le nombre d'événements Monte Carlo attendus. Les valeurs obtenues dans les fenêtres très faible  $\Delta M$  des topologies semi-leptonique et hadronique sont comptabilisées dans la fenêtre faible  $\Delta M$ . Les résultats obtenus sont globalement en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard. Aucun signe de supersymétrie n'est hélas observable.

$\sqrt{s}$ (GeV)	$\Delta M = M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$							
	Faible $\Delta M$		Moyen $\Delta M$		Grand $\Delta M$		.OU.	
	$N_{Obs}$	$N_{Exp}$	$N_{Obs}$	$N_{Exp}$	$N_{Obs}$	$N_{Exp}$	$N_{Obs}$	$N_{Exp}$
203	12	$11.81 \pm 0.49$	1	$0.98 \pm 0.11$	4	$4.33 \pm 0.08$	17	$17.12 \pm 0.24$
205	54	$51.97 \pm 2.91$	6	$6.01 \pm 0.67$	7	$12.52 \pm 0.44$	67	$70.50 \pm 1.46$
207	63	$68.56 \pm 4.41$	5	$9.31 \pm 1.02$	27	$22.75 \pm 0.71$	95	$100.62 \pm 2.10$
208	10	$11.07 \pm 0.46$	1	$0.92 \pm 0.10$	3	$4.17 \pm 0.08$	14	$16.16 \pm 0.23$

TAB. 4.20 – Résultats des sélections  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$

Les différentes sous-sélections ont été appliquées sur l'ensemble des signaux charginos (générés avec un pas compris entre 5 et 10 GeV dans le plan  $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$ ). Les efficacités obtenues ont été interpolées linéairement. L'évolution des efficacités globales des différentes sélections optimisées à  $\sqrt{s} = 208$  GeV, en fonction des masses du  $\tilde{\chi}_1^+$  et du  $\tilde{\chi}_1^0$ , est représentée dans la figure 4.35 respectivement pour les topologies 100 % leptonique, 100 % semi-leptonique et 100 % hadronique.

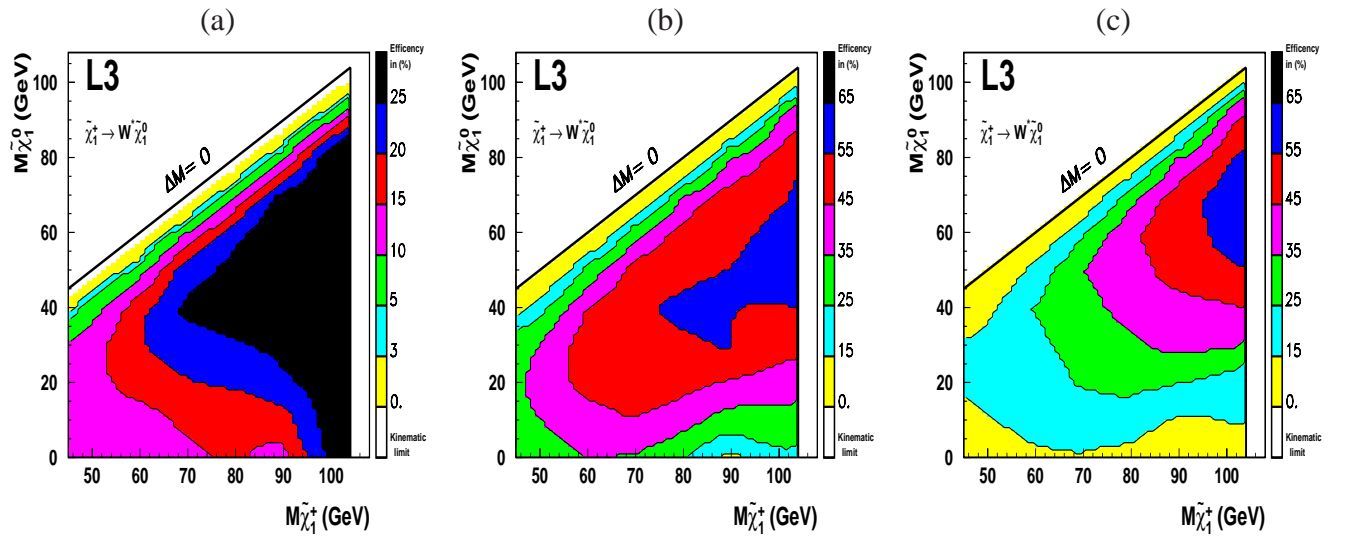


FIG. 4.35 – variation des efficacités des sélections charginos '.OU. logique ', respectivement dans les canaux, 100% leptonique (a), 100% semi-leptonique (b) et 100% hadronique (c)

### 4.9.5 Recherche des neutralinos $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ dans la voie hadronique

Cette partie sera consacrée à la présentation des sélections effectuées pour rechercher le signal neutralinos. On a essayé, tout comme dans l'analyse charginos, de chercher une signature qui témoignerait de l'existence d'une physique nouvelle.

#### 4.9.5.a le canal deux jets et énergie manquante

Avant de présenter la sélection neutralinos, il est important de remarquer que le spectre de masse cinématiquement accessible à une énergie  $\sqrt{s}$  donnée, est plus large que celui du signal charginos. En effet le processus  $\tilde{\chi}_2^0$  est cinématiquement possible tant que la somme des masses des deux neutralinos est inférieure à l'énergie dans le centre de masse. Compte tenu de cette caractéristique, la masse du  $\tilde{\chi}_2^0$  permise peut atteindre 208 GeV (énergie maximale moyenne atteinte à LEP II), et le paramètre  $\Delta M = M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$  peut varier de 0 à  $\sqrt{s}$  pour chaque palier d'énergie dans le centre de masse (ce qui correspond à un domaine de variation deux fois plus grand que l'analyse charginos).

Dans le but de rendre l'analyse la plus sensible possible, on a choisi de subdiviser le domaine de variation de  $\Delta M$  en 6 fenêtres de masse, afin de tenir compte dans la sélection, des similitudes topologiques qui caractérisent le signal dans chaque gamme de masse.

A l'instar des sélections charginos, leptonique et semi-leptonique, l'analyse neutralinos est basée sur une sélection séquentielle optimisée pour chaque fenêtre de masse. On se restreint à illustrer les différentes étapes de la sélection sur les données collectées uniquement durant la dernière phase de montée en énergie au LEP. Elle a permis de pousser la recherche d'un signal neutralinos au-delà de 200 GeV.

L'analyse a été optimisée pour six régions de différences de masses définies comme suit :

- région faible  $\Delta M$  subdivisée en deux fenêtres de masses

Faible 1 :  $3 < \Delta M \leq 10$  GeV

Faible 2 :  $10 < \Delta M \leq 20$  GeV

- région moyenne  $\Delta M$  subdivisée en deux fenêtres de masses

Moyen 1 :  $20 < \Delta M \leq 50$  GeV

Moyen 2 :  $50 < \Delta M \leq 90$  GeV

- région grand  $\Delta M$  subdivisée en deux fenêtres de masses

Grand 1 :  $90 < \Delta M \leq 120$  GeV

Grand 2 :  $120 < \Delta M \leq 208$  GeV

La figure 4.36 représente la distribution de l'énergie visible au niveau de la présélection, pour les événements issus du Modèle Standard ainsi que pour les 6 signaux neutralinos (partie inférieure du graphe) représentatifs des différentes régions de  $\Delta M$  utilisées lors de l'optimisation des 6 sélections.

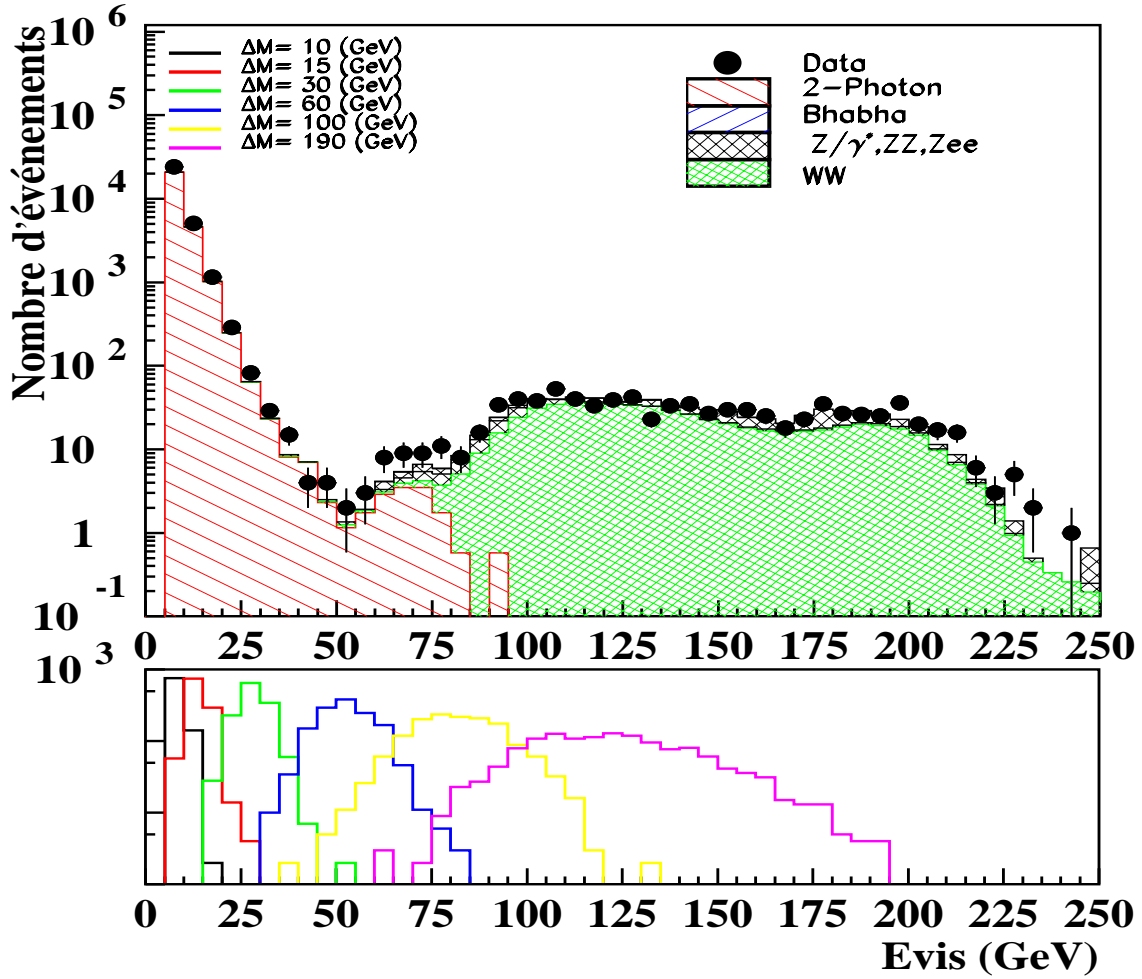


FIG. 4.36 – Distribution de l'énergie visible au niveau de la présélection neutralinos dans le canal hadronique (partie supérieure), pour une énergie moyenne dans le centre de masse de 206 GeV correspondant à une luminosité intégrée de  $217.4 \text{ pb}^{-1}$ , et distribution du signal ( $M_{\tilde{\chi}_1^0 + \tilde{\chi}_2^0} = 206 \text{ GeV}$ ) pour différentes valeurs de différence de masse (partie inférieure)

La figure (4.37) représente la distribution des variables les plus discriminantes au niveau de la présélection (les variables utilisées ont été présentées dans le paragraphe 4.6 ainsi que leurs principales caractéristiques).

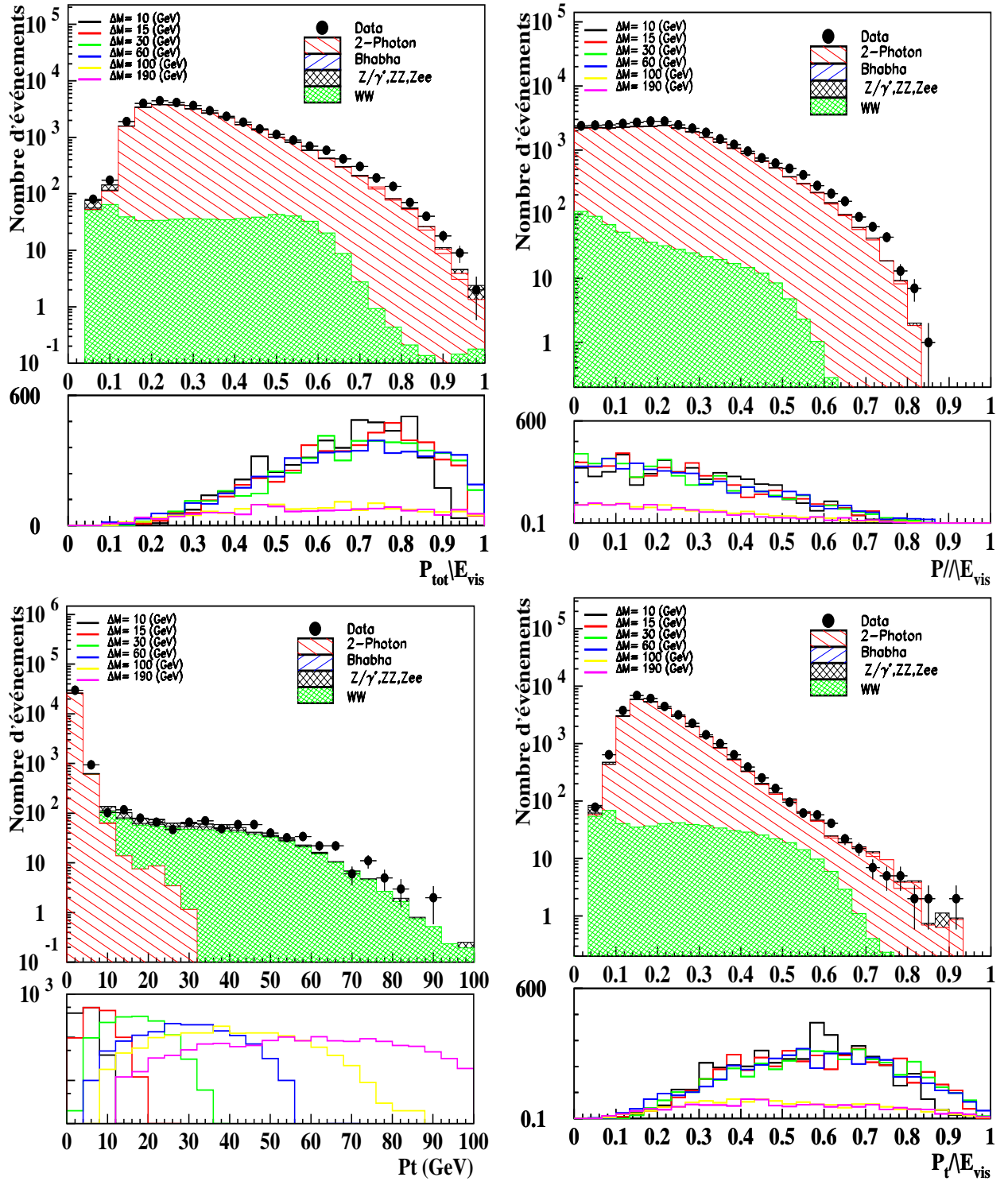


FIG. 4.37 – Comparaison des données sélectionnées et les processus fonds standard au niveau de la présélection du signal neutralinos dans le canal hadronique pour les variables les plus importantes utilisées dans la sélection le rapport entre le moment manquant et l'énergie visible (haut à droite), la projection longitudinale du moment manquant (haut gauche), le moment transverse (bas à droite) et le rapport du moment transverse et l'énergie visible. l'énergie moyenne dans le centre de masse est de 206 GeV correspondant à une luminosité totale intégrée de  $217.4 \text{ pb}^{-1}$

#### 4.9.5.b Sélection finale

La première étape de la sélection finale consiste à identifier, dans chaque région de  $\Delta M$ , les fonds dominants. Dans le but de réduire la contamination des processus Standard qui possèdent une topologie très différente des signaux associés à chaque fenêtre de masse, on procède de la même manière que dans l'analyse charginos.

La dernière phase de cette sélection consiste à déterminer la valeur du paramètre  $\delta$  (il permet de fixer les valeurs des coupures sur l'ensemble des variables de la sélection) qui donnerait le maximum de sensibilité de l'analyse. L'évolution de la fonction d'optimisation ainsi que le nombre d'événements attendus et observés (pour l'ensemble des énergies dans le centre de masse allant de 203 à 208 GeV correspondant à une luminosité intégrée de  $217.4 \text{ pb}^{-1}$ ) en fonction du paramètre  $\delta$  sont représentés dans la figure 4.38 pour les 6 fenêtres de masse. On observe un bon accord entre les simulations Monte-Carlo des processus standard et les données observées à chaque stade de la sélection, la partie inférieure des graphes donne à chaque pas la valeur de l'efficacité sur le signal neutralinos d'une région  $\Delta M$ .

L'ensemble des critères de sélection obtenus sont donnés dans le tableau 4.21. Les fenêtres d'énergie visible, qui servent à séparer les différentes sélections sont données dans le même tableau.

		$\Delta M$					
		Faible 1	Faible 2	Moyen 1	Moyen 2	grand 1	Grand 2
Energie Visible (GeV)	$\geq$	5	10	20	40	70	90
Energie Visible (GeV)	$<$	10	20	40	70	90	-
Ntrk	$>$	3	6	6	6	6	6
Nasr	$>$	5	15	15	15	15	15
$P_t$	$>$	3	6	14	14	14	14
$\text{Min}(\sin \theta_{j1}, \sin \theta_{j2})$	$>$	0.7	0.6	0.3	0.39	0.37	0.47
$P_t / \text{Evis}$	$>$	0.53	0.49	0.40	0.37	0.35	0.67
$P_{total} / \text{Evis}$	$>$	0.6	0.6	0.5	-	0.61	0.7
$\cos(\text{Acol})$	$>$	-0.20	-0.95	-0.95	-0.92	-0.92	-0.92
$\cos(\text{Acop})$	$>$	-	-0.5	-0.95	-0.96	-0.96	-0.96
$P_{  } / \text{Evis}$	$<$	0.5	-	-	-	-	-
Ev30	$<$	-	-	-	10	10	10
$E_{60}$	$<$	-	-	-	5	5	5

TAB. 4.21 – Valeurs des coupures optimisées appliquées dans la sélection  $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$  à  $\sqrt{s} = 207 \text{ GeV}$ , dans chaque fenêtre de valeurs de  $\Delta M$

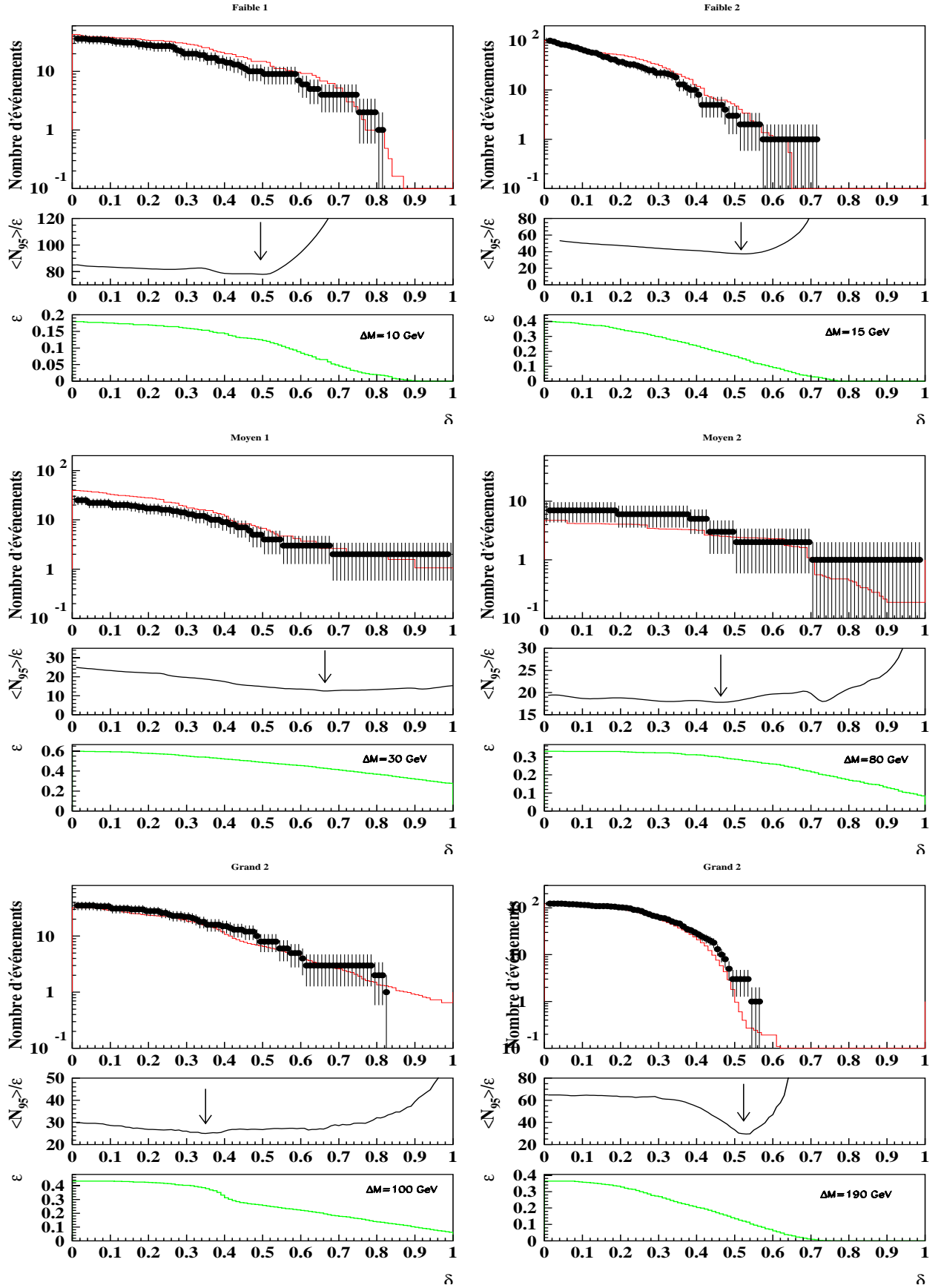


FIG. 4.38 – Variation du nombre d'événements de fond attendus et observés en fonction de la coupure sur le paramètre  $\delta$  pour les différentes fenêtres de différence de masses (partie supérieure), et de la fonction d'optimisation (partie inférieure) pour l'ensemble des données collectées durant la dernière phase du LEP, correspondant à  $217.4 \text{ pb}^{-1}$  et une énergie moyenne dans le centre de masse de  $206 \text{ GeV}$ .

#### 4.9.5.c Résultats finaux

Les résultats obtenus pour des énergies allant de 203 à 208 GeV, sont donnés dans le tableau 4.22. On a essayé de présenter les résultats, en adoptant la même convention de séparation des sous-sélections que l'analyse chargino. Pour l'ensemble des données collectées, aucun excès n'a été observé. En effet, 24 candidats ont été sélectionnés pour une prévision du Modèle Standard estimée à  $27 \pm 3$  événements.

	$\Delta M = M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$							
	Faible $\Delta M$		Moyen $\Delta M$		Grand $\Delta M$		.OU.	
$\sqrt{s}$ (GeV)	$N_{Obs}$	$N_{exp}$	$N_{Obs}$	$N_{exp}$	$N_{Obs}$	$N_{exp}$	$N_{Obs}$	$N_{exp}$
203	1	$0.81 \pm 0.13$	0	$0.22 \pm 0.06$	0	$0.12 \pm 0.01$	1	$1.15 \pm 0.14$
205	6	$6.35 \pm 1.00$	1	$1.70 \pm 0.49$	3	$0.93 \pm 0.09$	10	$8.98 \pm 1.12$
207	8	$10.94 \pm 1.72$	3	$2.93 \pm 0.84$	2	$1.61 \pm 0.16$	13	$15.47 \pm 1.92$
208	0	$0.75 \pm 0.12$	0	$0.20 \pm 0.06$	0	$0.11 \pm 0.01$	0	$1.07 \pm 0.13$
203-208	15	$18.86 \pm 2.97$	4	$5.04 \pm 1.44$	5	$2.77 \pm 0.27$	24	$26.67 \pm 3.31$

TAB. 4.22 – Résultat de la sélection  $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$  dans le canal hadronique. Le nombre d'événements attendus et observés pour les énergies allant de 203 à 208 GeV, la dernière ligne donne les résultats combinés.

A l'instar de l'analyse chargino, les différentes sous-sélections ont été appliquées sur l'ensemble des signaux qui ont été générés avec un pas de 10 GeV dans le plan  $(M_{\tilde{\chi}_2^0}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$ . On a obtenu ainsi une valeur d'efficacité par point de masse et par sous-sélection. Ensuite on fait une interpolation linéaire. La figure 4.39 ci dessous représente l'évolution de l'efficacité globale (le filtre OU logique des 6 sous-sélections) sur l'ensemble du plan de masse  $(M_{\tilde{\chi}_2^0}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$ . On remarque que cette analyse est performante sur l'ensemble du plan bien qu'elle soit optimisée sur des signaux à la limite cinématique ( $M_{\tilde{\chi}_2^0} + M_{\tilde{\chi}_1^0} = 206 \text{ GeV}$ ).

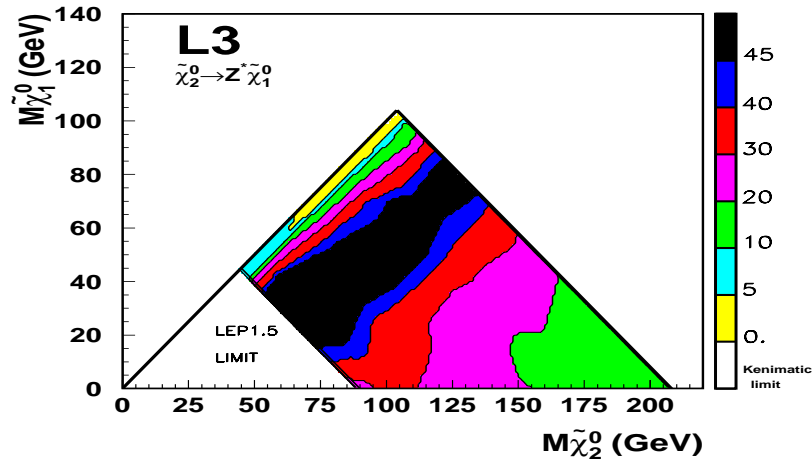


FIG. 4.39 – Evolution de l'efficacité de la sélection 'OU logique' neutralinos dans le plan de masse  $(M_{\tilde{\chi}_2^0}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$



## 4.10 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons recherché dans les événements avec des topologies leptoniques, semi-leptoniques et hadroniques un signal supersymétrique correspondant soit à la production d'une paire de charginos soit à la production des deux neutralinos les plus légers. Aucun excès significatif n'a été observé sur l'ensemble des énergies collectées. Les tableaux 4.23 et 4.24 resument l'ensemble des résultats obtenus respectivement pour les analyses charginos et neutralinos. Les contributions de chacune des topologies au résultat final de l'analyse charginos,  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  sont données dans les tableaux 4.25, 4.26 et 4.27. Le tableau 4.28 donne le nombre d'événements sélectionnés (D) et attendus (MC) pour chaque sous-sélection de l'analyse neutralinos  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$

	$\Delta M = M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$							
	Faible $\Delta M$		Moyen $\Delta M$		Grand $\Delta M$		.OU.	
$\sqrt{s}$ (GeV)	$N_{Obs}$	$N_{exp}$	$N_{Obs}$	$N_{exp}$	$N_{Obs}$	$N_{exp}$	$N_{Obs}$	$N_{exp}$
189	33	$33.46 \pm 3.62$	23	$24.75 \pm 2.24$	9	$16.90 \pm 0.85$	65	$75.77 \pm 3.23$
192	8	$5.84 \pm 0.63$	3	$3.54 \pm 0.35$	6	$3.49 \pm 0.19$	17	$13.05 \pm 0.53$
196	16	$16.44 \pm 1.77$	10	$9.99 \pm 1.00$	11	$9.83 \pm 0.53$	38	$36.79 \pm 1.50$
200	19	$16.27 \pm 1.75$	7	$9.88 \pm 0.99$	12	$9.73 \pm 0.52$	38	$36.39 \pm 1.48$
202	7	$7.27 \pm 0.78$	5	$4.42 \pm 0.44$	5	$4.35 \pm 0.23$	17	$16.26 \pm 0.66$
203	12	$11.81 \pm 0.49$	1	$0.98 \pm 0.11$	4	$4.33 \pm 0.08$	17	$17.12 \pm 0.24$
205	54	$51.97 \pm 2.91$	6	$6.01 \pm 0.67$	7	$12.52 \pm 0.44$	67	$70.50 \pm 1.46$
207	63	$68.56 \pm 4.41$	5	$9.31 \pm 1.02$	27	$22.75 \pm 0.71$	95	$100.62 \pm 2.10$
208	10	$11.07 \pm 0.46$	1	$0.92 \pm 0.10$	3	$4.17 \pm 0.08$	14	$16.16 \pm 0.23$

TAB. 4.23 – Nombres d'événements réels et simulés sélectionnés par les analyses de recherche de charginos

	$\Delta M = M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$							
	Faible $\Delta M$		Moyen $\Delta M$		Grand $\Delta M$		.OU.	
$\sqrt{s}$ (GeV)	$N_{Obs}$	$N_{exp}$	$N_{Obs}$	$N_{exp}$	$N_{Obs}$	$N_{exp}$	$N_{Obs}$	$N_{exp}$
192	3	$2.50 \pm 0.45$	1	$0.79 \pm 0.23$	1	$0.40 \pm 0.05$	5	$3.69 \pm 0.51$
196	6	$7.06 \pm 1.27$	1	$2.22 \pm 0.64$	1	$1.13 \pm 0.13$	8	$10.41 \pm 1.43$
200	7	$6.98 \pm 1.26$	2	$2.19 \pm 0.63$	2	$1.12 \pm 0.13$	11	$10.30 \pm 1.41$
202	1	$3.12 \pm 0.56$	0	$0.98 \pm 0.28$	1	$0.50 \pm 0.06$	2	$4.60 \pm 0.63$
203	1	$0.81 \pm 0.13$	0	$0.22 \pm 0.06$	0	$0.12 \pm 0.01$	1	$1.15 \pm 0.14$
205	6	$6.35 \pm 1.00$	1	$1.70 \pm 0.49$	3	$0.93 \pm 0.09$	10	$8.98 \pm 1.12$
207	8	$10.94 \pm 1.72$	3	$2.93 \pm 0.84$	2	$1.61 \pm 0.16$	13	$15.47 \pm 1.92$
208	0	$0.75 \pm 0.12$	0	$0.20 \pm 0.06$	0	$0.11 \pm 0.01$	0	$1.07 \pm 0.13$

TAB. 4.24 – Nombres d'événements réels et simulés sélectionnés par les analyses de recherche du signal  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$



	$ee + \cancel{E}$				$e\mu + \cancel{E}$				$\mu\mu + \cancel{E}$			
$\sqrt{s}(GeV)$	Faible	Moyen	Grand	.OU.	Faible	Moyen	Grand	.OU.	Faible	Moyen	Grand	.OU.
189 (D)	5	2	1	8	2	3	1	6	3	2	1	6
(MC)	$6.1 \pm 1.3$	$3.1 \pm 0.3$	$1.7 \pm 0.1$	$10.9 \pm 1.3$	$2.3 \pm 0.4$	$4.1 \pm 0.3$	$2.6 \pm 0.2$	$9.1 \pm 0.6$	$2.8 \pm 0.7$	$1.7 \pm 0.2$	$1.2 \pm 0.1$	$5.7 \pm 0.7$
192 (D)	0	1	0	1	1	1	1	3	1	0	1	2
(MC)	$1.0 \pm 0.2$	$0.4 \pm 0.1$	$0.2 \pm 0.0$	$1.7 \pm 0.2$	$0.4 \pm 0.1$	$0.8 \pm 0.1$	$0.3 \pm 0.0$	$1.5 \pm 0.1$	$0.5 \pm 0.1$	$0.2 \pm 0.0$	$0.1 \pm 0.0$	$0.9 \pm 0.1$
196 (D)	4	3	1	8	0	0	1	1	0	1	0	1
(MC)	$2.9 \pm 0.6$	$1.2 \pm 0.1$	$0.6 \pm 0.1$	$4.7 \pm 0.6$	$1.1 \pm 0.2$	$2.1 \pm 0.2$	$0.9 \pm 0.1$	$4.1 \pm 0.3$	$1.4 \pm 0.3$	$0.6 \pm 0.1$	$0.4 \pm 0.0$	$2.4 \pm 0.3$
200 (D)	3	1	0	4	2	0	0	2	1	0	2	3
(MC)	$2.9 \pm 0.6$	$1.2 \pm 0.1$	$0.6 \pm 0.1$	$4.7 \pm 0.6$	$1.1 \pm 0.2$	$2.1 \pm 0.2$	$0.9 \pm 0.1$	$4.1 \pm 0.3$	$1.4 \pm 0.3$	$0.6 \pm 0.1$	$0.4 \pm 0.0$	$2.4 \pm 0.3$
202 (D)	0	0	1	1	0	2	0	2	1	1	0	2
(MC)	$1.3 \pm 0.3$	$0.5 \pm 0.1$	$0.3 \pm 0.0$	$2.1 \pm 0.3$	$0.5 \pm 0.1$	$0.9 \pm 0.1$	$0.4 \pm 0.0$	$1.8 \pm 0.1$	$0.6 \pm 0.1$	$0.3 \pm 0.0$	$0.2 \pm 0.0$	$1.1 \pm 0.1$
203 (D)	0	1	0	1	0	0	0	0	1	0	0	1
(MC)	$0.3 \pm 0.0$	$0.1 \pm 0.0$	$0.0 \pm 0.0$	$0.5 \pm 0.0$	$0.1 \pm 0.0$	$0.2 \pm 0.0$	$0.1 \pm 0.0$	$0.4 \pm 0.0$	$0.2 \pm 0.0$	$0.1 \pm 0.0$	$0.0 \pm 0.0$	$0.3 \pm 0.0$
205 (D)	3	1	0	4	2	1	1	4	1	1	0	2
(MC)	$2.7 \pm 0.3$	$1.1 \pm 0.1$	$0.3 \pm 0.1$	$4.1 \pm 0.4$	$0.7 \pm 0.1$	$1.6 \pm 0.2$	$0.7 \pm 0.1$	$3.0 \pm 0.2$	$1.5 \pm 0.4$	$0.6 \pm 0.1$	$0.3 \pm 0.1$	$2.5 \pm 0.4$
207 (D)	2	2	0	4	0	0	0	0	1	0	0	1
(MC)	$4.6 \pm 0.6$	$1.9 \pm 0.2$	$0.6 \pm 0.1$	$7.1 \pm 0.6$	$1.3 \pm 0.3$	$2.7 \pm 0.3$	$1.2 \pm 0.1$	$5.2 \pm 0.4$	$2.7 \pm 0.6$	$1.1 \pm 0.2$	$0.6 \pm 0.1$	$4.3 \pm 0.6$
208 (D)	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	1
(MC)	$0.3 \pm 0.0$	$0.1 \pm 0.0$	$0.0 \pm 0.0$	$0.5 \pm 0.0$	$0.1 \pm 0.0$	$0.2 \pm 0.0$	$0.1 \pm 0.0$	$0.4 \pm 0.0$	$0.2 \pm 0.0$	$0.1 \pm 0.0$	$0.0 \pm 0.0$	$0.3 \pm 0.0$

TAB. 4.25 – Résultats des sélections charginos dans le canal leptonique.

$\Delta M$ $\sqrt{s}(GeV)$	Très faible	Faible	Moyen	Grand	.OU.
189 (D)	3	1	5	0	9
(MC)	$6.4 \pm 1.8$	$0.9 \pm 0.7$	$2.4 \pm 0.2$	$2.2 \pm 0.1$	$11.9 \pm 1.9$
192 (D)	2	0	0	0	2
(MC)	$1.2 \pm 0.3$	$0.0 \pm 0.0$	$0.3 \pm 0.0$	$0.4 \pm 0.0$	$2.0 \pm 0.3$
196 (D)	3	1	3	1	8
(MC)	$3.5 \pm 0.9$	$0.1 \pm 0.0$	$0.8 \pm 0.1$	$1.2 \pm 0.1$	$5.7 \pm 0.9$
200 (D)	3	2	0	3	8
(MC)	$3.4 \pm 0.9$	$0.1 \pm 0.0$	$0.8 \pm 0.1$	$1.2 \pm 0.1$	$5.6 \pm 0.9$
202 (D)	1	0	0	1	2
(MC)	$1.5 \pm 0.4$	$0.0 \pm 0.0$	$0.3 \pm 0.0$	$0.5 \pm 0.0$	$2.5 \pm 0.4$
203 (D)	1	0	0	2	3
(MC)	$1.3 \pm 0.2$	$0.3 \pm 0.1$	$0.1 \pm 0.0$	$2.1 \pm 0.0$	$3.9 \pm 0.2$
205 (D)	8	0	1	2	11
(MC)	$9.1 \pm 1.5$	$1.9 \pm 0.6$	$0.5 \pm 0.2$	$1.8 \pm 0.1$	$13.2 \pm 1.6$
207 (D)	15	4	0	5	24
(MC)	$15.6 \pm 2.5$	$2.9 \pm 1.0$	$0.4 \pm 0.1$	$4.2 \pm 0.2$	$23.1 \pm 2.7$
208 (D)	0	0	0	1	1
(MC)	$1.3 \pm 0.2$	$0.3 \pm 0.1$	$0.1 \pm 0.0$	$2.1 \pm 0.0$	$3.9 \pm 0.2$

TAB. 4.26 – Résultats des sélections charginos dans le canal semi-leptonique

$\Delta M$ $\sqrt{s}(GeV)$	Très faible	Faible	Moyen	Grand	.OU.
189 (D)	11	8	11	6	36
(MC)	$7.4 \pm 1.9$	$7.5 \pm 1.9$	$13.5 \pm 2.2$	$9.2 \pm 0.3$	$38.1 \pm 3.5$
192 (D)	4	0	1	4	9
(MC)	$2.4 \pm 0.4$	$0.2 \pm 0.1$	$1.9 \pm 0.3$	$2.4 \pm 0.1$	$7.0 \pm 0.6$
196 (D)	7	1	3	8	20
(MC)	$6.8 \pm 1.3$	$0.7 \pm 0.4$	$5.2 \pm 1.0$	$6.7 \pm 0.3$	$19.8 \pm 1.7$
200 (D)	7	1	6	7	21
(MC)	$6.8 \pm 1.2$	$0.7 \pm 0.4$	$5.2 \pm 1.0$	$6.6 \pm 0.3$	$19.6 \pm 1.6$
202 (D)	4	1	2	3	10
(MC)	$3.0 \pm 0.6$	$0.3 \pm 0.2$	$2.3 \pm 0.4$	$3.0 \pm 0.1$	$8.8 \pm 0.7$
203 (D)	9	1	0	2	12
(MC)	$8.5 \pm 0.4$	$1.0 \pm 0.1$	$0.5 \pm 0.1$	$2.0 \pm 0.1$	$12.0 \pm 0.4$
205 (D)	33	7	2	4	46
(MC)	$30.4 \pm 2.2$	$5.7 \pm 1.0$	$2.3 \pm 0.6$	$9.4 \pm 0.3$	$47.7 \pm 2.5$
207 (D)	36	5	3	22	66
(MC)	$33.8 \pm 3.0$	$7.7 \pm 1.5$	$3.2 \pm 0.9$	$16.2 \pm 0.5$	$60.9 \pm 3.5$
208 (D)	9	1	0	2	12
(MC)	$7.9 \pm 0.4$	$0.9 \pm 0.1$	$0.4 \pm 0.1$	$1.9 \pm 0.0$	$11.1 \pm 0.4$

TAB. 4.27 – Résultats des sélections charginos dans le canal hadronique

$\Delta M$ $\sqrt{s}(GeV)$	Faible 1	Faible 2	Moyen 1	Moyen 2	Grand 1	Grand 2	.OU.
192 (D)	3	0	0	1	1	0	5
(MC)	$2.0 \pm 3.19$	$0.5 \pm 1.53$	$0.4 \pm 1.40$	$0.4 \pm 1.10$	$0.3 \pm 0.32$	$0.1 \pm 0.17$	$3.7 \pm 3.98$
196 (D)	5	1	1	0	1	0	8
(MC)	$5.7 \pm 3.19$	$1.3 \pm 1.53$	$1.2 \pm 1.40$	$1.1 \pm 1.10$	$0.8 \pm 0.32$	$0.3 \pm 0.17$	$10.4 \pm 3.98$
200 (D)	5	2	0	2	1	1	11
(MC)	$5.6 \pm 3.19$	$1.3 \pm 1.53$	$1.1 \pm 1.40$	$1.0 \pm 1.10$	$0.8 \pm 0.32$	$0.3 \pm 0.17$	$10.3 \pm 3.98$
202 (D)	0	1	0	0	1	0	2
(MC)	$2.5 \pm 3.19$	$0.6 \pm 1.53$	$0.5 \pm 1.40$	$0.5 \pm 1.10$	$0.4 \pm 0.32$	$0.1 \pm 0.17$	$4.6 \pm 3.98$
203 (D)	1	0	0	0	0	0	1
(MC)	$0.6 \pm 3.19$	$0.2 \pm 1.53$	$0.1 \pm 1.40$	$0.1 \pm 1.10$	$0.1 \pm 0.32$	$0.0 \pm 0.17$	$1.1 \pm 3.98$
205 (D)	4	2	1	0	1	2	10
(MC)	$4.8 \pm 3.19$	$1.5 \pm 1.53$	$0.9 \pm 1.40$	$0.8 \pm 1.10$	$0.8 \pm 0.32$	$0.2 \pm 0.17$	$9.0 \pm 3.98$
207 (D)	6	2	1	2	1	1	13
(MC)	$8.3 \pm 3.19$	$2.7 \pm 1.53$	$1.5 \pm 1.40$	$1.4 \pm 1.10$	$1.3 \pm 0.32$	$0.3 \pm 0.17$	$15.5 \pm 3.98$
208 (D)	0	0	0	0	0	0	0
(MC)	$0.6 \pm 3.19$	$0.2 \pm 1.53$	$0.1 \pm 1.40$	$0.1 \pm 1.10$	$0.1 \pm 0.32$	$0.0 \pm 0.17$	$1.1 \pm 3.98$

TAB. 4.28 – Résultats des sélections neutralinos  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$  dans le canal hadronique



# Bibliographie

- [1] F. Boudjema et B. Mele. *Physics at Lep2*, vol 1:CERN 96-01, (1996).
- [2] S. Katsanevas et P. Morawitz. *Comp. Phys. Comm*, 82:74, 1994.
- [3] S. Jadach et al. *Comp. Phys. Comm*, 94:216, 1996.
- [4] F.A Berends et al. *Nucl. Phys.*, B 424:308, 1994.
- [5] T.Sjostrand. *Comp. Phys. Comm*, 82:74, 1994.
- [6] S. Jadach et al. *Phys. Lett.*, B 449:97, 1999.
- [7] S. Jadach et al. *Comp. Phys. Comm*, 79:503, 1994.
- [8] W. Placzek et al. S.Jadach. *Phys. Lett.*, B 390:298, 1997.
- [9] F.A Berends et al. *Nucl. Phys.*, B 253:441, 1985.
- [10] R. Engel. *Zeit. fur Phys.*, C66:203, 1995.
- [11] W. Fisher. A Review of the L3 New Particles Ntuple Lepton Identification. *L3 Note 2603*, 2000.
- [12] S. Catani et al. . *Phys. lett.*, B269:432, 1991.
- [13] J.F. Grivaz, F. le Diberder. . *preprint LAL-92-37*, 1992.
- [14] O. Helene. . *Nucl. Instr. Meth*, A212:319, 1983.
- [15] V.F. Obraztov. *Nucl. Instr. et Meth.*, 316:388, 1992.
- [16] V.F. Obraztov. *Nucl. Instr. et Meth.*, 399:500, 1997.



# Chapitre 5

## Interprétations des résultats

### 5.1 Introduction

Dans cette partie nous donnerons une interprétation des résultats expérimentaux obtenus aux énergies dans le centre de masse de  $\sqrt{s} = 189$  à  $208$  GeV dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal contraint

Le nombre d'événements sélectionnés est en accord avec les prédictions du Modèle Standard. Aucun signe de supersymétrie n'a pu être mis en évidence. Ces résultats peuvent être exploités pour déduire une limite inférieure sur les masses des particules supersymétriques recherchées. Dans un premier temps, on présentera succinctement la méthode utilisée pour obtenir la limite supérieure sur les sections efficaces de production des signaux (charginos et neutralinos). Et dans un deuxième temps, on donnera les limites d'exclusion obtenues pour différents scénarios du modèle MSSM contraint.

### 5.2 Méthode d'optimisation

L'hypothèse d'un signal étant exclue, on veut estimer la masse limite de ces particules supersymétriques au-delà de laquelle le nombre d'événements signal (théorique) n'est plus compatible avec les résultats obtenus avec un niveau de confiance de 95 %.



### 5.2.1 Limite sur la production d'un signal

Dans le chapitre 4 précédent (formule 4.2) on a présenté le principe de la méthode d'estimation de la limite supérieure  $N_s^{95}$  (notée  $k(b)_n$  §4.8.1) sur le nombre d'événements de signal  $n_s$  pour **une seule sélection**.

$$1 - CL = \frac{e^{-(n_s+n_b)} \sum_{k=0}^n \frac{(n_s+n_b)^k}{k!}}{e^{-n_b} \sum_{k=0}^n \frac{n_b^k}{k!}} \quad (5.1)$$

A  $\sqrt{s}$  donnée il est caractérisée par :  $n_b$  le nombre moyen d'événements de fond attendus,  $n$  le nombre d'événements réels sélectionnés et l'efficacité sur le signal  $\epsilon(M_{susy}, M_{LSP})$ .

Un signal supersymétrique ( $M_{susy}, M_{LSP}$ ) est dit exclu à 95 % de niveau de confiance si le nombre d'événements prévus par la théorie  $N_{theo}(\sqrt{s})$  est supérieur à  $N_s^{95}$ .

$$N_{theo}(\sqrt{s}) = \mathcal{L}(\sqrt{s}) \cdot \sigma_{theo}(\sqrt{s}) \cdot \epsilon^i(M_{susy}, M_{LSP}) \cdot Rb_{theo}^i(M_{susy}, M_{LSP}) \quad (5.2)$$

avec

- $\mathcal{L}(\sqrt{s})$  : la luminosité intégrée des données recueillies pour une énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}$
- $\sigma_{theo}(\sqrt{s})$  : la section efficace de production du signal ( $M_{susy}, M_{LSP}$ ) à  $\sqrt{s}$
- $Rb_{theo}^i(M_{susy}, M_{LSP})$  : rapport d'embranchement associé à la topologie de la sous-sélection  $i$  (par exemple, pour l'une des 4 sous-sélections charginos semi-leptonique  $Rb_{theo}^i(M_{susy}, M_{LSP}) = 2 \cdot Rb_{theo}(\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow l \nu_l \tilde{\chi}_1^0) \cdot Rb_{theo}(\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow q \bar{q}' \tilde{\chi}_1^0)$ )

Dans le cadre de cette étude, on a utilisé plusieurs sous-sélections indépendantes pour déterminer la limite supérieure  $N_s^{95}$ , associée à chaque signal ( $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  ou  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ ).

La méthode utilisée est une généralisation de la relation 5.1 qui permet de combiner les résultats de  $k$  sous-sélections indépendantes. La limite supérieure sur le nombre d'événements signal  $N_s^{95}$  est définie comme étant la valeur de  $\mu$ , solution de l'équation suivante [1][2] :

$$1 - CL = \frac{\int_{\mu}^{\infty} F(s, n_b, n) ds}{\int_0^{\infty} F(s, n_b, n) ds} \quad (5.3)$$

avec

$$F(s, n_b, n) = e^{-(s+n_b)} \prod_{i=1}^k \frac{(s \cdot f_i + n_b \cdot g_i)^{n_i}}{n_i!}$$

-  $s$  : nombre d'événements signal,  $n$  : le nombre d'événements réels sélectionnés

-  $n_b$  : nombre total d'événements de fond attendus

- l'indice  $i$  est associé aux différentes sous-sélections

-  $f_i$  et  $g_i$  représentent respectivement la fraction de tous les événements signal et de tous les événements de fond standard qui appartiennent à la sous-sélection  $i$ .

$$- N_s^{95} = \sum_{i=1}^k \mathcal{L}(\sqrt{s}) \sigma_{lim}(\sqrt{s}) \epsilon^i(M_{susy}, M_{LSP}) \cdot Rb_{theo}^i(M_{susy}, M_{LSP})^1$$

Cette formulation est valable lorsqu'on veut déterminer la limite sur le nombre d'événements signal correspondant à plusieurs sous-sélections à une même énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}$ . Par ailleurs, d'un point de vue pratique pour définir les régions exclues, on compare la section efficace de production limite  $\sigma_{lim}(\sqrt{s})$  à la section efficace théorique.

Le critère suivant sera utilisé pour définir les régions exclues dans le plan  $(M_{susy}, M_{LSP})$  :

$$\sigma_{theo}(\sqrt{s}) > \sigma_{lim}(\sqrt{s}) = \frac{N_s^{95}}{\mathcal{L}(\sqrt{s}) \cdot \sum_{i=1}^k \epsilon^i(M_{susy}, M_{LSP}) \cdot Rb_{theo}^i(M_{susy}, M_{LSP})}$$

Pour combiner les résultats obtenus à des énergies différentes ( $n_e$  valeurs de  $\sqrt{s}$ ), il faut tenir compte de la dépendance des sections efficaces de production du signal en fonction de  $\sqrt{s}$ . En effet, les résultats obtenus à une énergie de centre de masse  $\sqrt{s}$  donnée, ne peuvent pas contribuer qu'aux énergies inférieures. On a tenu compte de cette dépendance par l'introduction d'une fonction  $f$  définie comme étant :

$$f(M_{susy}, M_{LSP}) = \frac{\sigma_{theo}(\sqrt{s_j})}{\sigma_{theo}(\sqrt{s_{ref}})}$$

avec

$j$  : l'indice associé à chacune des énergies dans le centre de masse ( $j=1...n_e$ )

$\sqrt{s_{ref}}$  : L'énergie dans le centre de masse à laquelle on veut déterminer la limite.

---

1.  $\sum_{i=1}^k Rb_{theo}^i(M_{susy}, M_{LSP}) = 1$  ; seulement dans le cas où on a tenu compte de toutes les topologies de désintégration.

Cette fonction permet de tenir compte des effets de seuil cinématique à chaque énergie  $\sqrt{s}$ . En effet, un événement donné sélectionné à une énergie  $\sqrt{s_j}$  n'est considéré comme un bon candidat que dans la région  $M_{susy} \leq \sqrt{s_j}$ , puisque dans le cas contraire  $f(M_{susy}, M_{LSP})$  est nulle.

$$\begin{aligned} M_{susy} &\equiv M_{\tilde{\chi}_1^\pm} && \text{pour un signal } \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \\ M_{susy} &\equiv M_{\tilde{\chi}_2^0} + M_{\tilde{\chi}_1^0} && \text{pour un signal } \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0 \end{aligned}$$

*Remarque :*

La valeur limite sur la section efficace de production obtenue par l'application de la relation 5.3 avec une somme directe des événements fond sélectionnés à différentes énergies dans le centre de masse s'écrit :

$$\sigma_{lim} = \frac{N^{95}}{\sum_j \mathcal{L}(\sqrt{s_j}) \cdot \sum_{i=1}^k \epsilon_j^i(M_{susy}, M_{LSP}) \cdot Rb_{theo}^i(M_{susy}, M_{LSP})}$$

Elle ne tient pas compte des contributions réelles des différents paliers d'énergies dans le centre de masse. En effet, l'ensemble des sélections obtenues est considéré comme une sélection globale avec une luminosité totale  $\mathcal{L} = \sum_j \mathcal{L}(\sqrt{s_j})$  et d'énergie dans le centre de masse égale à la moyenne sur l'ensemble des énergies ( $\sqrt{s_j}$ ). Cette méthode peut sous estimer la limite supérieure sur la section efficace de production aux énergies les plus élevées et de ce fait surévaluer artificiellement la limite sur la masse des particules recherchées.

L'exclusion d'un processus est obtenue par la détermination directe de la limite sur la section efficace de production du signal à l'énergie dans le centre de masse la plus élevée  $\sqrt{s_{ref}}$ , notée dans la suite  $\sigma_{lim}^{ref}$ , solution de l'équation 5.3 avec le changement de variable suivant :

$$s = \sigma \cdot \left\{ \sum_{j=1}^{ne} \mathcal{L}(\sqrt{s_j}) \sum_{i=1}^k \frac{\sigma_{theo}(\sqrt{s_j})}{\sigma_{theo}(\sqrt{s_{ref}})} \cdot \epsilon_j^i(M_{susy}, M_{LSP}) \cdot Rb_{theo}^i(M_{susy}, M_{LSP}) \right\}$$

L'expression générale prendrait alors la forme suivante :

$$1 - CL = \frac{\int_{\sigma_{lim}^{ref}}^{\infty} F(\sigma, n_b, n) d\sigma}{\int_0^{\infty} F(\sigma, n_b, n) d\sigma} \quad (5.4)$$

La limite sur la section efficace de production est déterminée à l'énergie la plus élevée dans le but de mettre une limite sur l'ensemble du spectre de masse accessible à LEP.

En résumé, pour extraire la limite  $\sigma_{lim}^{ref}$  on doit manipuler principalement deux sources d'informations pour chacune des énergies dans le centre de masse étudiées :

- expérimentale
  - $n_d^i$  : nombre d'événements de données réelles sélectionnés dans la sous-sélection i
  - $n_b^i$  : nombre d'événements fonds attendus dans la sous-sélection i
  - $\epsilon^i(M_{susy}, M_{LSP})$  : l'efficacité sur le signal associée à la sous-sélection i
- théorique
  - $\sigma_{theo}(\sqrt{s})$  : la section efficace de production du signal ( $M_{susy}, M_{LSP}$ ) à l'énergie  $\sqrt{s}$
  - $Rb^i(M_{susy}, M_{LSP})$  : rapport d'embranchement associé à la topologie de la sous-sélection i

### 5.2.1.a Combinaison des sélections

Dans le chapitre II de ce mémoire, on a étudié la variation des rapports d'embranchement pour les deux signaux, charginos ( $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ ) et neutralinos ( $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ ). On a observé qu'ils peuvent varier d'un point de l'espace supersymétrique (définis par :  $\mu, M_2, \tan\beta$  et  $m_0$ ) à un autre et que pour plusieurs scénarios certaines topologies peuvent être complètement interdites. Raison pour laquelle on a optimisé les combinaisons des sélections présentées dans le chapitre précédent par topologie de recherche.

On illustrera, dans la suite la méthode utilisée pour définir la meilleure combinaison des sous-sélections dans chaque topologie. En effet, pour chaque topologie on dispose de plusieurs sous-sélections indépendantes optimisées pour une gamme de  $\Delta M$  donnée. Ce qui signifie qu'ils sont plus ou moins sensibles suivant les valeurs de  $\Delta M$ . Notre objectif est d'avoir une sélection finale qui serait sensible sur l'ensemble des valeurs de  $\Delta M$ .

Pour illustrer la méthode utilisée, on considérera l'analyse charginos  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  dans la topologie semi-leptonique à  $\sqrt{s} = 207$  GeV ( $\mathcal{L} = 126.1 \text{ pb}^{-1}$ ) puisqu'elle offre l'avantage d'avoir un nombre assez élevé d'événements de fond attendus pour chacune des sous-sélections, ce qui permet de visualiser au mieux les résultats des combinaisons (figure 5.1).

Le choix des combinaisons s'effectue indépendamment du nombre d'événements réels sélectionnés, en utilisant comme critère, la fonction de sensibilité (voir chapitre 4). On procède ainsi de la manière suivante :

- Pour chaque point du plan ( $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, M_{\tilde{\chi}_1^0}$ ) on détermine les valeurs  $\sigma_{lim}^{attendus}$  associées aux différentes sous-sélections.

- Ces sous-sélections sont classées par la suite par ordre croissant suivant  $\sigma_{lim}^{attendus}$ . La sous-sélection la plus sensible est celle qui possède le  $\sigma_{lim}^{attendus}$  le plus faible, noté dans la suite  $\sigma_1^{attendus}(b_1, \epsilon_1)$
- On compare ensuite la valeur  $\sigma_1^{attendus}$  à la valeur obtenue en combinant la première avec la sous-sélection suivante. En sommant les événements de fond et les efficacités, la somme directe correspond à un 'OU' logique entre ces deux sous-sélections puisqu'elles sont indépendantes. Si la nouvelle limite attendue est plus faible, le résultat ( $b=b_1 + b_2, \epsilon = \epsilon_1 + \epsilon_2$ ) de la combinaison des deux sous-sélections sera utilisé pour le calcul des limites. Dans le cas contraire seulement la première sous-sélection sera retenue.
- On procède ainsi de manière itérative, en combinant la première avec la troisième et on teste chaque fois la limite attendue avec celle associée à la plus sensible lors de l'itération précédente. Ensuite on applique la même méthode avec la suivante et ainsi de suite. La procédure est arrêtée lorsqu'on a testé toutes les combinaisons.

Les figures 5.1 représentent respectivement, pour une masse de chargino  $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 103$  GeV,

- L'évolution du nombre d'événements de fond total attendus en fonction de  $\Delta M$  (figure 5.1.a) pour les 4 sous-sélections : très faible, faible , moyenne et grande  $\Delta M$
- Les efficacités des différentes sous-sélections sont montrées sur la figure 5.1.b
- La limite attendue sur la section efficace de production associée à chaque sous-sélection est représentée sur la figure 5.1.c

Comme on peut l'observer, pour certaines valeur de  $\Delta M$  plusieurs sous-sélections peuvent avoir des sensibilités comparables bien que ces dernières soient indépendantes (figure 5.1.c :  $\Delta M \simeq 15$  et  $65$  GeV). L'optimisation des combinaisons permet de déterminer pour ce type de configuration quelle sous-sélection ou groupe de sous-sélections donnerait la meilleure sensibilité. Les résultats obtenus sont représentés sur les figures 5.1.d, 5.1.e et 5.1.f et montrent respectivement l'évolution du nombre d'événements attendus, les efficacités et la limite sur la section efficace de production  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow l\nu q\bar{q}' \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0)$  attendus après optimisation des sélections en fonction de  $\Delta M$ .

Cette méthode a permis d'exploiter au mieux les résultats expérimentaux dans le but d'avoir pour chaque point de masses ( $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, M_{\tilde{\chi}_1^0}$ ) une sélection finale qui la rende la plus sensible à ce type de signal.

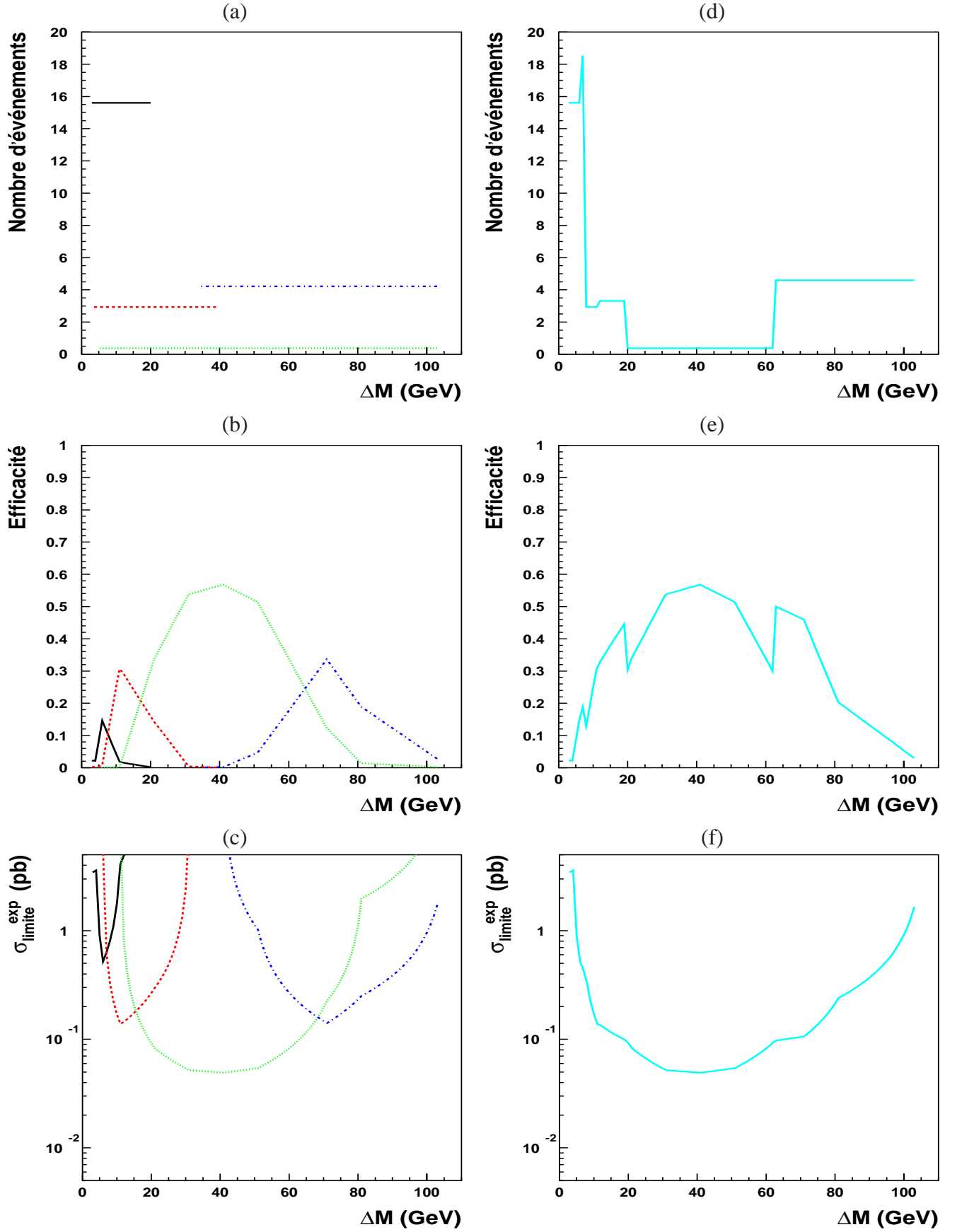


FIG. 5.1 – Optimisation des combinaisons pour la sélection  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  100% semi-leptonique à  $\sqrt{s} = 207 \text{ GeV}$

Cette procédure est appliquée pour l'ensemble des points du plan de masse ( $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, M_{\tilde{\chi}_1^0}$ ). Et à chaque point de masses on a associé une sélection finale. Les résultats obtenus sont représentés sur les figures 5.2 et 5.3.

Sur les figures 5.2(a), (b), (c) on a représenté respectivement l'évolution du nombre d'événements attendus, les efficacités de la sélection finale après optimisation dans cette topologie et les  $\sigma_{lim}^{attendus}$  (100 % semi-leptonique ).

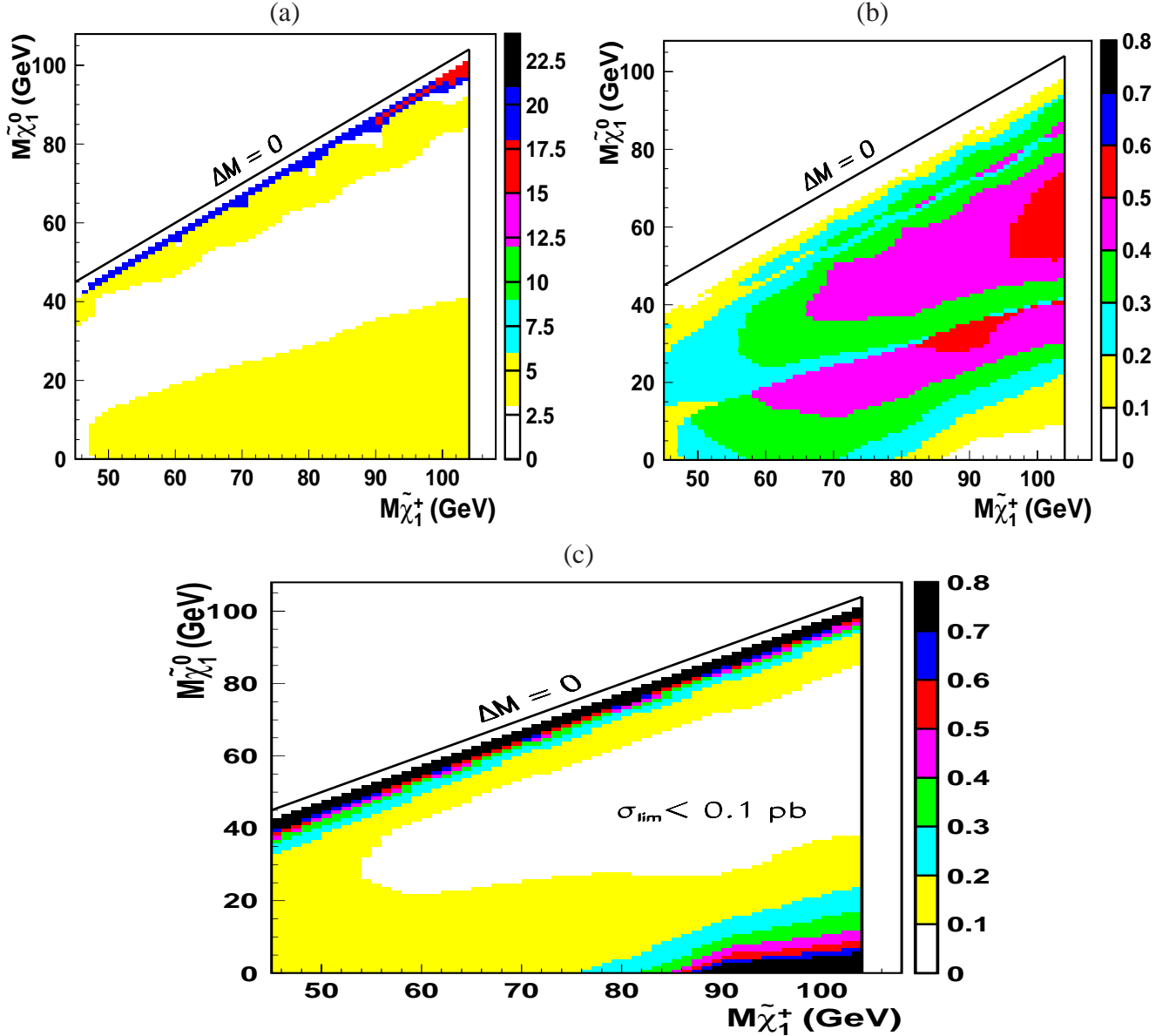


FIG. 5.2 – Résultat de l'optimisation des combinaisons dans le plan  $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$  pour la sélection 100% semi-leptonique à  $\sqrt{s} = 207$  GeV. On a représenté respectivement l'évolution du nombre d'événements de fond (a), les efficacités obtenues (b) et la limite attendue sur la section efficace de production (c)

Dans la figure 5.3, on a représenté respectivement l'évolution du nombre d'événements

sélectionnés (5.3.a) ainsi que la limite supérieure sur la section efficace de production observée  $\sigma_{lim}^{obs}(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow l\nu q\bar{q}' \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0)$  5.3.b, en utilisant pour chaque signal  $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$  le nombre d'événements de données qui correspond à la meilleure combinaison des différentes sous-sélections.

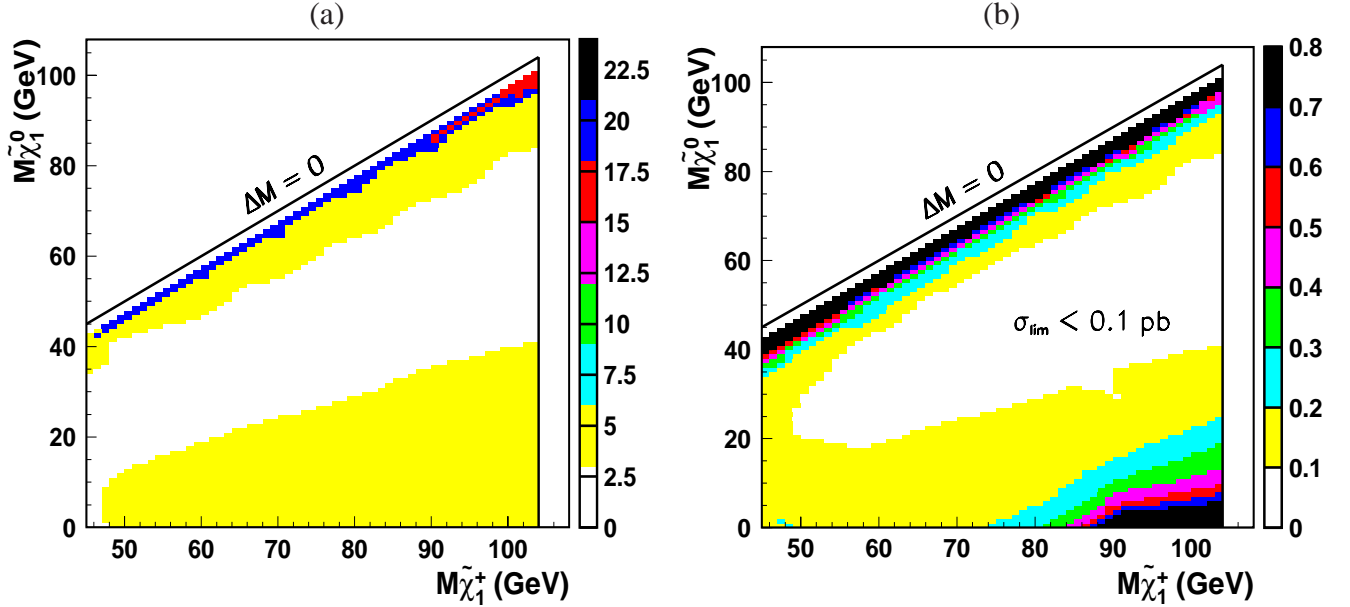


FIG. 5.3 – Résultat de l'optimisation des combinaisons dans le plan  $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$  pour la sélection 100% semi-leptonique à  $\sqrt{s} = 207$  GeV. On a représenté respectivement au niveau de la figure (a) l'évolution du nombre d'événements réels associés à chaque sélection et la limite observée sur la section efficace de production au niveau de la figure (b)

On observe un bon accord entre le nombre d'événements attendus et observés sur l'ensemble des points de masses, et que la limite sur la section efficace se dégrade<sup>2</sup> dans les deux régions faible et grand  $\Delta M$  à cause de la domination respective des deux fonds irréductibles, le fond d'interaction à deux photons et le fond WW. Cet effet est commun à toutes les topologies étudiées.

On a appliqué cette procédure à l'ensemble des topologies présentées dans le chapitre précédent pour les deux signaux charginos et neutralinos et pour l'ensemble des énergies dans le centre de masse  $\sqrt{s_i}$  analysées allant de 189 à 208 GeV. Ceci est nécessaire pour pouvoir utiliser les différentes valeurs des rapports d'embranchements associés à chaque topologie lors du calcul des limites sur la section efficace de production observée.

En résumé, à partir des sous-sélections obtenues, on a associé à chaque point de masses  $(M_{susy}, M_{LSP})$  une sélection finale optimisée par topologie. On a ainsi à chaque point du plan de masses un nombre d'événements attendus et observés et une efficacité qui donne le maximum de sensibilité pour ce type de signal dans cette topologie. A ce niveau d'interprétation on possède ainsi toutes les grandeurs nécessaires pour déterminer les limites inférieures sur les masses des particules supersymétriques recherchées.

2. lorsqu'elle prend des valeurs plus élevées, synonyme d'une perte de sensibilité



### 5.2.2 Limite supérieure sur la section efficace de production

L'expression 5.4 permet de déterminer la limite supérieure sur la section efficace de production pour un signal donné ( $M_{susy}, M_{LSP}$ ), en tenant compte pour chaque configuration<sup>3</sup> des vraies valeurs des rapports d'embranchement associés à chacune des topologies étudiées :

- le signal charginos  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  : leptonique, semi-leptonique et hadronique
- le signal neutralinos  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$  : hadronique

Considérons dans un premier temps, le signal charginos  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ . Dans le chapitre II, on a montré que dans une large partie du plan des paramètres, les rapports d'embranchement du chargino sont ceux du W. En supposant que  $Rb(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^\pm)=1$ , on a calculé la limite supérieure observée ( $\sigma_{208}^{observée}$ ) sur la section efficace de production associée à chaque point de masses  $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, M_{\tilde{\chi}_1^0}$ . Cette limite est obtenue en combinant l'ensemble des résultats aux énergies dans le centre de masse allant de 189 à 208 GeV. La figure 5.4 représente l'évolution de la limite  $\sigma_{208}^{observée}$  en fonction des  $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  et  $M_{\tilde{\chi}_1^0}$ . Dans une grande partie du plan la limite supérieure est inférieure à 0.15 pb.

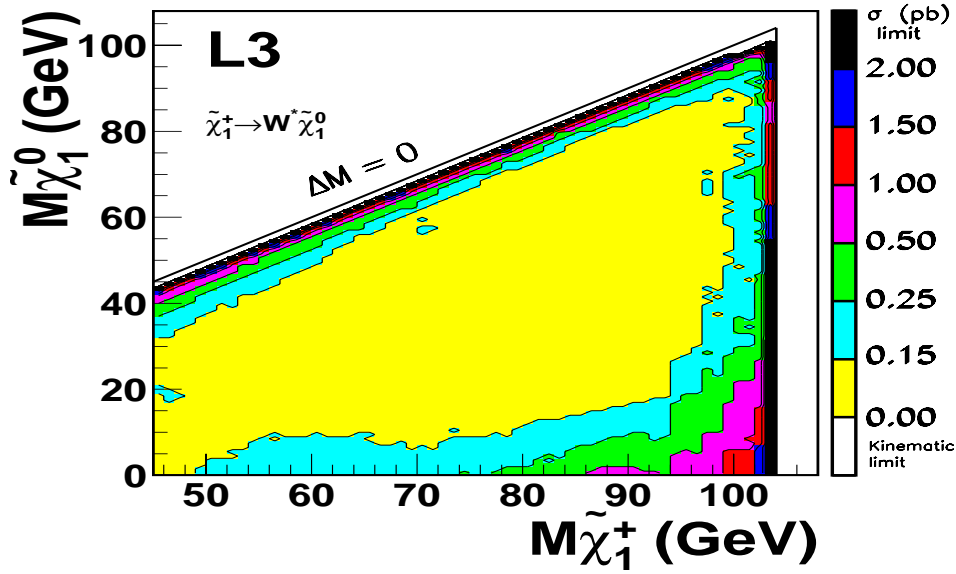


FIG. 5.4 – Courbes de niveau montrant les valeurs des sections efficaces limites  $\sigma_{limite}(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-)$  en fonction de  $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  et  $M_{\tilde{\chi}_1^0}$  en supposant que les charginos se désintègrent à 100 % en  $W^\pm \tilde{\chi}_1^0$

On observe bien, sur cette figure l'effet du seuil cinématique correspondant à chaque palier d'énergie dans le centre de masse. Cette limite signifie qu'un signal charginos  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  qui se désintègre à 100% via un  $W^\pm$  est exclu à 95 % de niveau de confiance si sa section efficace théorique de production à 208 GeV est supérieure à ( $\sigma_{208}^{observée}$ ). L'évolution de la section efficace

3. l'étude paramétrique a montré que la relation entre les masses des particules supersymétriques et les paramètres du modèle théorique n'est pas univoque. Donc à chaque ensemble de paramètres ( $M_2, \mu, \tan\beta$  et  $m_0$ ) correspond généralement un scénario différent (cascades, modification des signatures expérimentales...)

théorique de production à  $\sqrt{s} = 208$  GeV en fonction de la masse du chargino est représentée sur la figure 5.5. Comme on peut le constater pour ce scénario, une valeur de  $\sigma_{208}^{observée}$  de 0.15 pb exclut le signal charginos jusqu'à la limite cinématique.

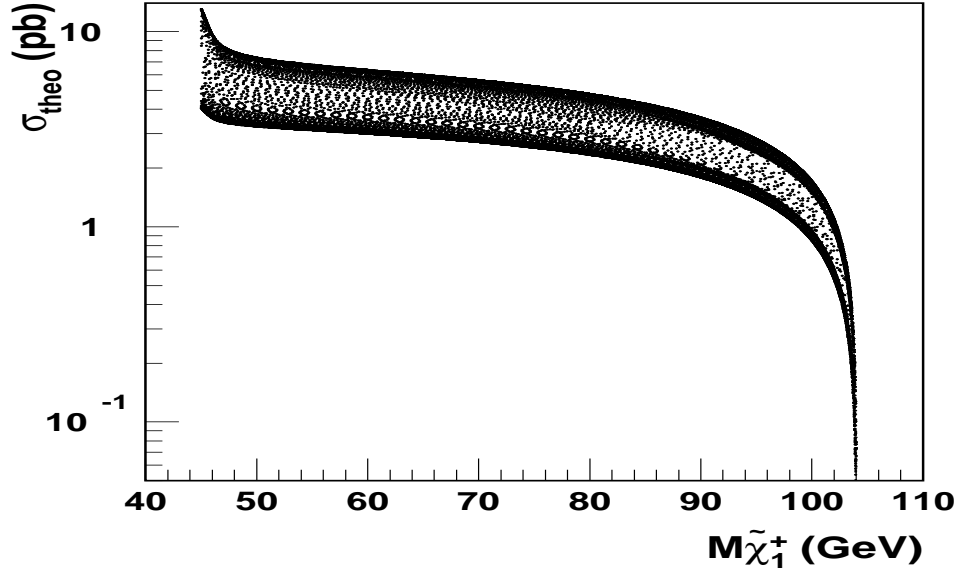


FIG. 5.5 – Evolution de la section efficace de production  $\sigma_{theo}(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-)$  en fonction de  $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  à  $\sqrt{s} = 208$  GeV

Dans l'étude du signal neutralinos  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ , on a procédé de la même manière, on a représenté sur la figure 5.6 la limite supérieure sur la section efficace de production du signal  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$  à 208 GeV, en supposant que le  $\tilde{\chi}_2^0$  se désintègre à 100 % en un Z et un  $\tilde{\chi}_1^0$ .

La figure 5.7 montre l'évolution de la section efficace théorique de production  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$  calculée à 208 GeV en fonction de la somme des masses des deux neutralinos (ce paramètre permet de définir la limite cinématique de production). On peut constater que, sur une large partie de l'espace des paramètres ce processus serait exclu à 95 % de niveau de confiance.

Dans le cas le plus général, il existe des régions où les rapports d'embranchement typiques ( $Rb(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm \tilde{\chi}_1^0)$ ,  $Rb(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z \tilde{\chi}_1^0)$ ) ne sont plus dominants et de ce fait, ces signatures ne contribuent qu'à une fraction de la largeur totale de désintégration. Dans la suite, on va généraliser cette procédure, en tenant compte pour chaque scénario de désintégration des vraies valeurs des rapports d'embranchement.

### 5.3 Interprétations des résultats dans le cadre du MSSM

Les limites sur les sections efficaces de production dépendent non seulement des masses des particules recherchées mais aussi des contenus en champs et des rapports d'embranchements.

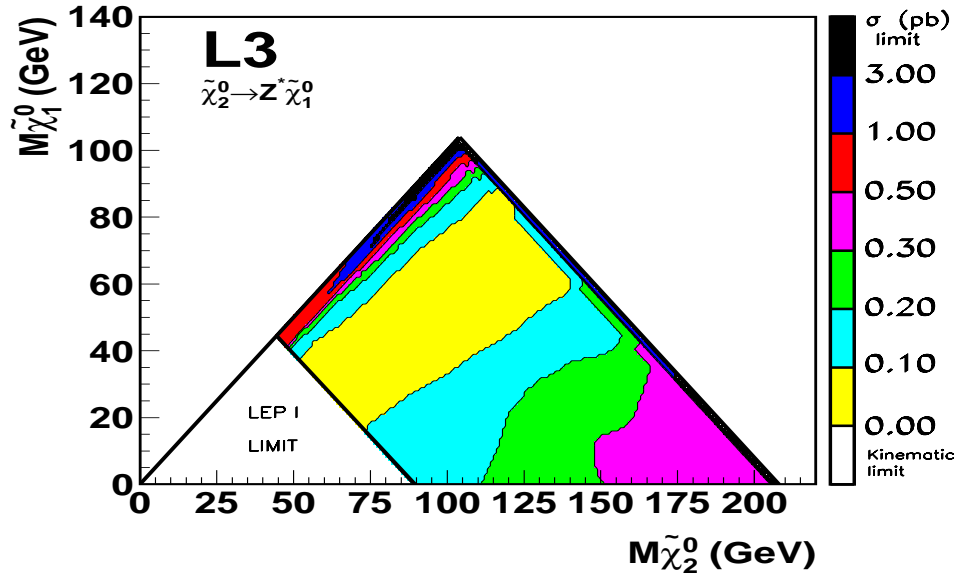


FIG. 5.6 – Courbes de niveaux montrant les valeurs des sections efficaces limites  $\sigma_{\text{limite}}(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0)$  en fonction de  $M_{\tilde{\chi}_1^0}$  et  $M_{\tilde{\chi}_2^0}$  en supposant que le neutralino  $\tilde{\chi}_2^0$  se désintègre à 100 % en  $Z \tilde{\chi}_1^0$

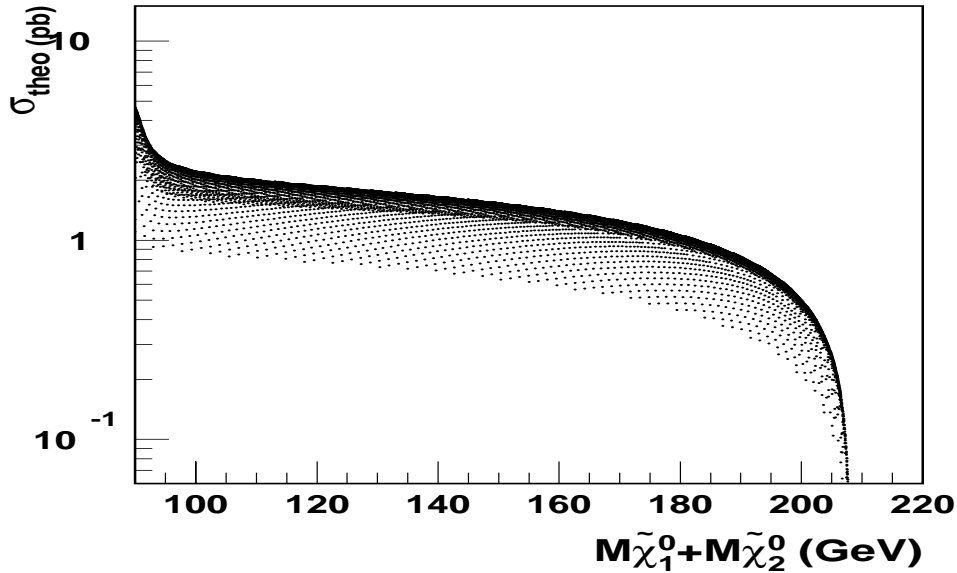


FIG. 5.7 – Evolution de la section efficace de production  $\sigma_{\text{theo}}(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0)$  en fonction de  $M_{\tilde{\chi}_2^0} + M_{\tilde{\chi}_1^0}$  à  $\sqrt{s} = 208 \text{ GeV}$

L'évolution de ces paramètres dépend du choix du modèle théorique.

L'interprétation des résultats se fera dans le cadre du modèle MSSM contraint qui est complètement décrit par cinq paramètres libres :  $M_2$  le paramètre de masse des jauginos,  $\mu$  paramètre de mélange entre les deux doublets de Higgs,  $m_0$  la masse commune des scalaires à l'échelle d'unification,  $\tan\beta$  rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux bosons de Higgs,  $A$  est la valeur commune des couplages trilineaires des partenaires supersymétriques des fermions aux bosons de Higgs. On fixera arbitrairement le terme  $A$  égal à 0, pour des raisons de simplicité, puisque ce dernier n'intervient pas dans le calcul théorique des sections efficaces de production, des masses et dans les contenus en champs des charginos et des neutralinos. On ne tiendra pas compte aussi des mélanges des états dans le secteur des sfermions.

On a considéré l'espace des paramètres suivant :

$$\begin{aligned} 0 \leq M_2 \leq 2000 \text{ GeV} & \quad -2000 \leq \mu \leq 2000 \text{ GeV} \\ 50 \leq M_0 \leq 500 \text{ GeV} & \quad 0.7 \leq \tan\beta \leq 40 \end{aligned} \quad (5.5)$$

On a fait varier le paramètre  $M_2$  avec un pas de 5 GeV et le paramètre  $\mu$  avec un pas de 2 GeV et  $m_0$  avec un pas de 10 GeV. Pour  $\tan\beta$  on a considéré les valeurs suivantes : 0.7, 0.8, 0.9, 1, 1.2, 1.41, 2, 5, 10 et 40.

Pour chaque point de cet espace de paramètres, on a calculé les sections efficaces de production, les masses et les rapports d'embranchement, relatifs aux particules supersymétriques intervenant dans les différents processus recherchés.

Ces données permettent (relation 5.4) de déterminer la section efficace limite de production des processus physiques recherchés ( $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ ,  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ ), s'ils sont cinématiquement accessibles.

Dans ce cas, un point est considéré comme exclu à 95 % de niveau de confiance si au moins l'un des processus recherchés l'interdit ( $\sigma_{theo} > \sigma_{lim}$ ).

Dans l'interprétation des résultats, on considérera principalement les deux scénarios suivants :

- $m_0$  est grand ( $m_0 \gg M_{\tilde{\chi}_1^\pm}(M_{\tilde{\chi}_2^0})$ ) : dans ce cas, la désintégration à deux corps et les cascades via des sfermions sont interdites
- $m_0$  est petit ( $m_0 \ll M_{\tilde{\chi}_1^\pm}(M_{\tilde{\chi}_2^0})$ ) : on observera (principalement dans la région jaugino) une augmentation des rapports d'embranchement leptoniques et invisibles. Par ailleurs, le paramètre  $\Delta M$  sera défini comme étant la différence de masses entre la particule supersymétrique mère et le sfermion intervenant dans le processus.

Plusieurs autres caractéristiques relatives à ces deux classes ont été détaillées dans le chapitre II. On présentera les résultats obtenus pour ces deux scénarios et dans un deuxième temps, on déterminera les limites absolues observées indépendantes des paramètres du modèle.

### 5.3.1 Recherche des $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$

La figure 5.8.a représente l'évolution de la limite combinée sur la section efficace de production  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  dans le plan  $(M_2, \mu)$  pour  $m_0 = 500$  GeV et  $\tan\beta = 1$ . La figure 5.8.b montre l'évolution de la section efficace théorique pour le même ensemble de paramètres. La région centrale (niveau 0) correspond à un  $\Delta M = M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$  négatif.

Comme on peut le constater, la section efficace théorique est plus élevée que la limite supérieure dans une grande partie du plan. La valeur de  $\sigma_{lim}$  augmente lorsque la masse des charginos est proche de la limite cinématique ou lorsque la différence de masse devient faible (figure 5.4). Par ailleurs, lorsque  $M_2 \simeq -\mu$ , la différence de masse prend ces valeurs maximales (chapitre II, figure 2.13) et les deux neutralinos les plus légers deviennent presque dégénérés en masse. Notre analyse est moins sensible pour cette gamme de différence de masse, raison pour laquelle, la section efficace limite augmente sensiblement dans cette région.

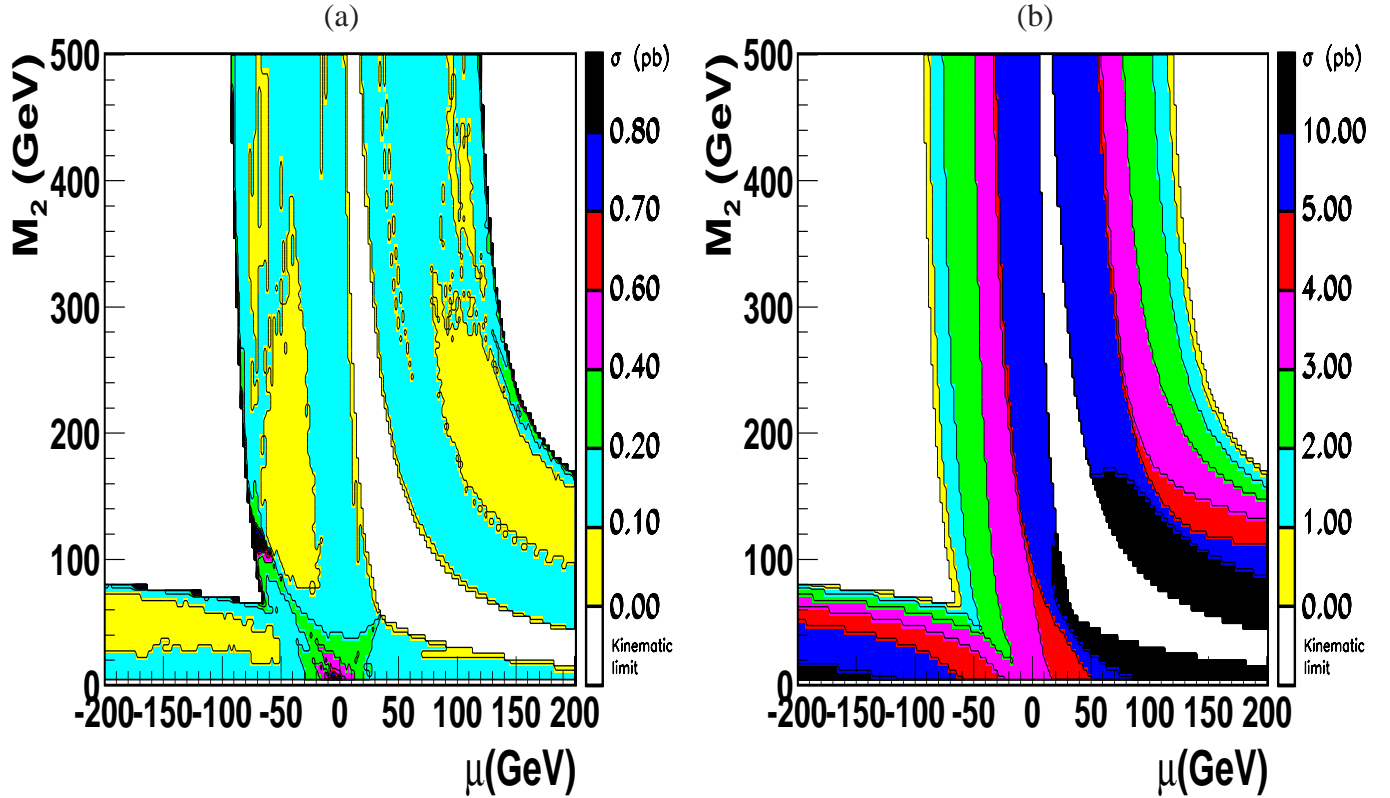


FIG. 5.8 – Evolution de la limite supérieure sur la section efficace de production  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  à 95 % de niveau de confiance dans le plan  $(M_2, \mu)$  (a), et de la section efficace théorique de production (b). Pour  $m_0 = 500$  GeV et  $\tan\beta = 1$

Cette étude peut être traduite en terme d'exclusion dans le plan  $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$ . La figure 5.9 représente la région exclue dans le plan des masses pour  $m_0 = 500$  GeV et  $\tan\beta = 1$  (a) et  $\tan\beta = 40$  (b). Le processus de production d'une paire de charginos  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  est exclu à 95 % de niveau de confiance jusqu'à la limite cinématique dans une large partie du plan des paramètres.

La région non permise théoriquement ( imposé par la relation  $M_1 \simeq 0.5M_2$ , dans le modèle contraint ) évolue en fonction de  $\tan\beta$ . La valeur maximale de  $\Delta M$  est atteinte pour  $\tan\beta = 1$  (cf figure 2.15,chapitre II).

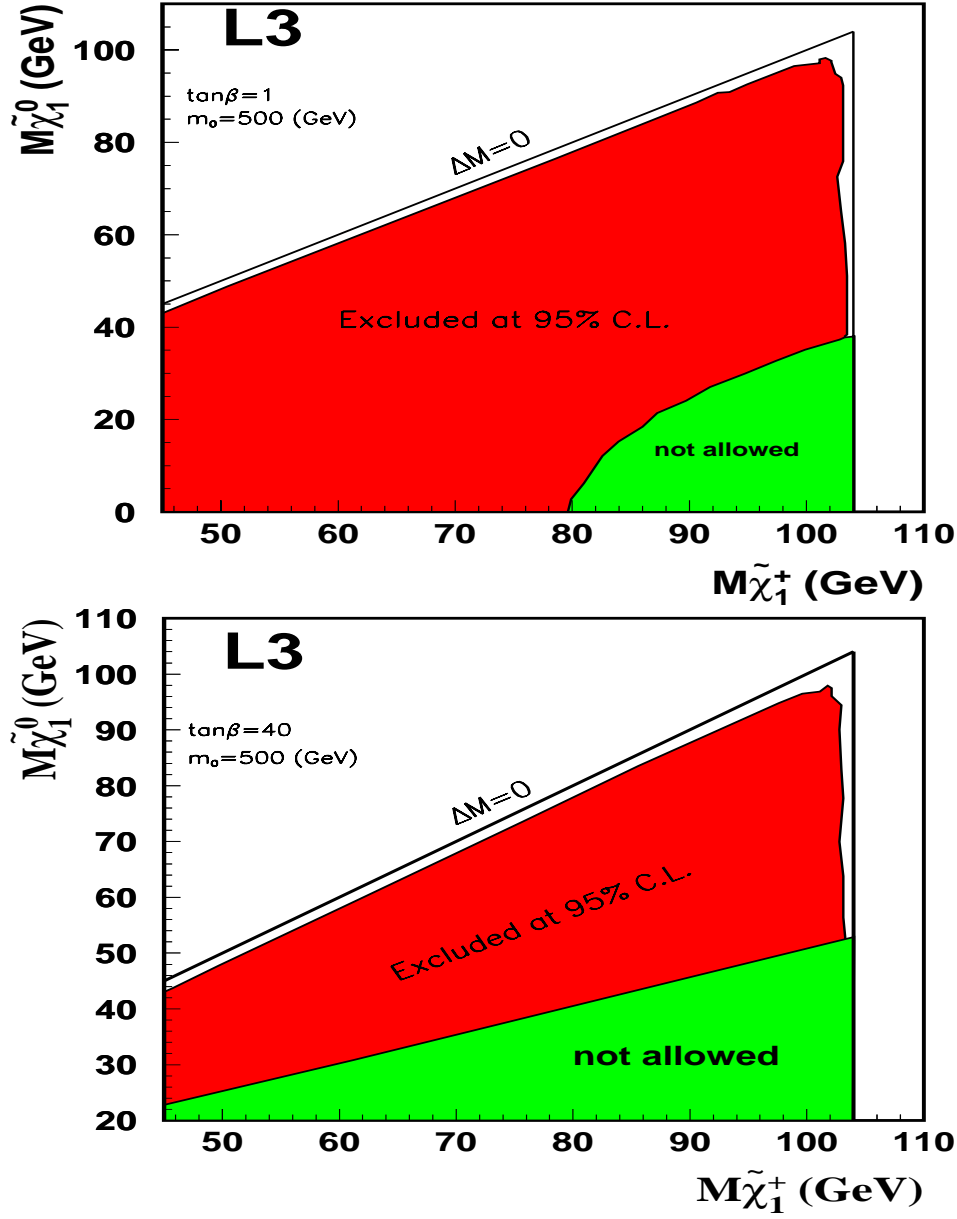


FIG. 5.9 – Domaine exclu à 95 % de niveau de confiance dans le plan  $(M_{\tilde{\chi}_1^+}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$  pour grand  $m_0$

### 5.3.2 Recherche des neutralinos $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$

On a procédé de la même manière que dans le cas de la recherche des paires charginos  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ . On a déterminé les limites supérieures à 95 % de niveau de confiance sur la section efficace de production du signal  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$  pour l'ensemble des points de l'espace des paramètres étudiés. La comparaison avec la section efficace théorique permet de délimiter la région exclue et ainsi mettre une limite sur la masse.

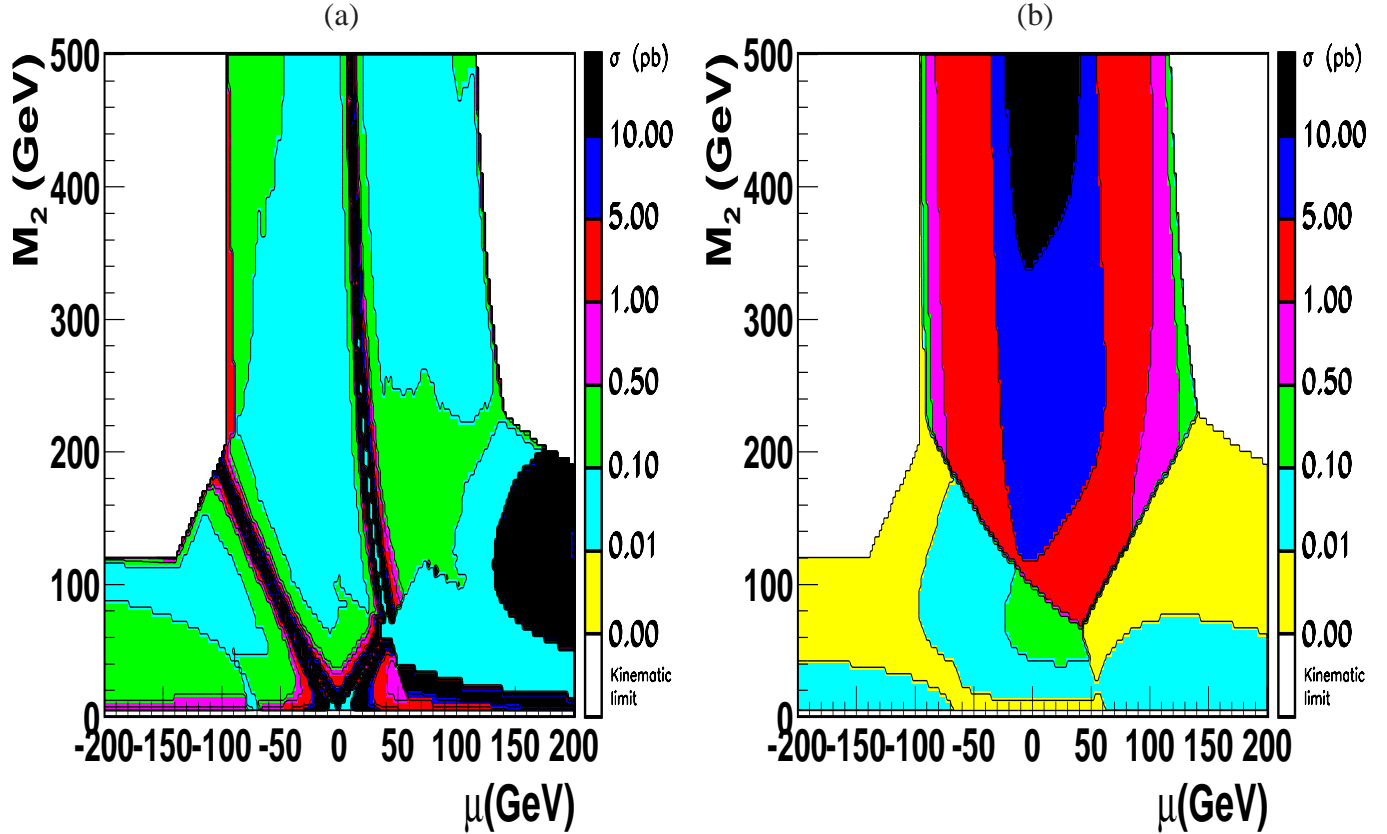


FIG. 5.10 – Evolution de la limite supérieure sur la section efficace de production  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$  à 95 % de niveau de confiance dans le plan  $(M_2, \mu)$  (a), et la section efficace théorique (b), pour  $m_0 = 500$  GeV et  $\tan\beta = 1$

La figure 5.10 représente respectivement l'évolution de la  $\sigma_{lim}$  dans le plan  $(M_2, \mu)$  (a) et la prédiction du modèle théorique (b), pour  $\tan\beta = 1$  et  $m_0 = 500$  GeV.

On observe que les valeurs maximales de la limite sur la section efficace sont atteintes pour les faibles gammes de  $\Delta M = M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$ , région  $\mu \simeq 0$  et  $M_2 \simeq \mu$  et que notre analyse devient moins sensible dans la région jaugino et  $\mu > 0$ , ceci est dû au fait que le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  devient plus léger que le  $\tilde{\chi}_2^0$  et de ce fait la topologie recherchée n'est plus la même et la sélection perd beaucoup en sensibilité (cf figure 4.21, chapitre II).

On constate d'autre part, que dans la région jaugino ( $M_2 \ll |\mu|$ ), l'analyse  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$  ne permet

pas à elle seule d'exclure même partiellement la région en question. Ceci est dû principalement au fait que les neutralinos les plus légers sont de type jaugino et ne se couplent pas au Z. Par ailleurs, on a pu constater que la recherche des charginos  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  contribue efficacement à l'exclusion dans cette région.

Donc, et dans un premier temps on a combiné les régions exclues par la recherche des  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  et  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ , ce qui permet de mettre une limite inférieure sur les masses des neutralinos.

Dans une deuxième phase, on a rajouté dans cette recherche les exclusions relatives aux processus  $\tilde{\chi}_3^0 \tilde{\chi}_1^0$ ,  $\tilde{\chi}_4^0 \tilde{\chi}_1^0$ ,  $\tilde{\chi}_3^0 \tilde{\chi}_2^0$ ,  $\tilde{\chi}_4^0 \tilde{\chi}_2^0$  dont l'objectif principal est de sonder la région  $M_2 \simeq -\mu$  au-delà de la région cinématique permise pour le signal chargino  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ .

On a appliqué, sans modification, les critères de sélection relatifs à l'analyse  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$  sur l'ensemble de ses signaux, ce qui a permis de déterminer leurs efficacités et de dériver ainsi les limites sur les sections efficaces de production relatives à ces signaux (la méthode a été présentée précédemment).

La région exclue dans le plan  $(M_2, \mu)$  pour le même ensemble de paramètre en combinant l'ensemble des analyses est représentée dans la figure 5.11 région clair, la région foncée représente les limites obtenues à LEP I [3],[4].

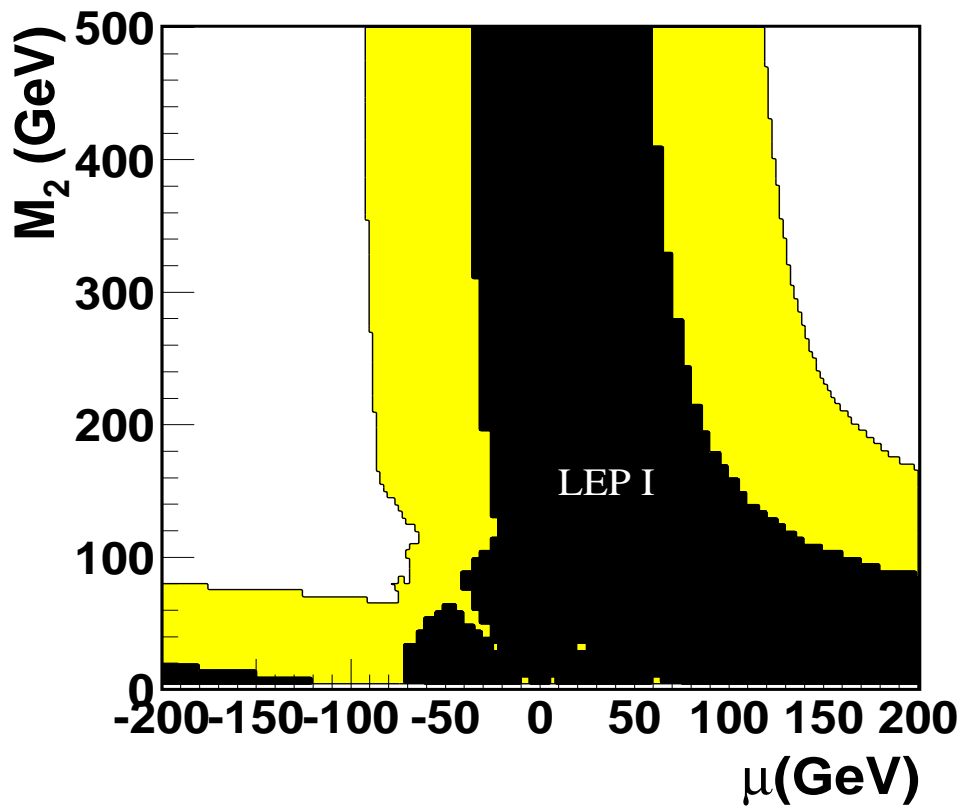


FIG. 5.11 – Régions exclues à 95 % de niveau de confiance dans le plan  $(M_2, \mu)$  pour  $\tan\beta = 1$  et  $m_0 = 500\text{GeV}$



Ces résultats peuvent être traduits en terme d'exclusion en masse. La figure 5.12 montre la région exclue à grand  $m_0$  pour deux valeurs de  $\tan\beta$  : 1 et 40. A l'instar des exclusions obtenues dans la recherche du signal charginos, la région non permise varie en fonction de  $\tan\beta$  et le signal  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$  peut être exclu même pour les très faibles valeurs de différence de masse grâce à la contribution de la recherche des charginos (cf 2.14, chapitre II). Ces exclusions permettent de mettre une limite inférieure sur les masses des particules recherchées. En effet pour  $\tan\beta = 40$  et  $m_0 = 500$  GeV on obtient une limite inférieure sur la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$  à 52.1 GeV et celle du  $\tilde{\chi}_2^0$  à 96.9 GeV.

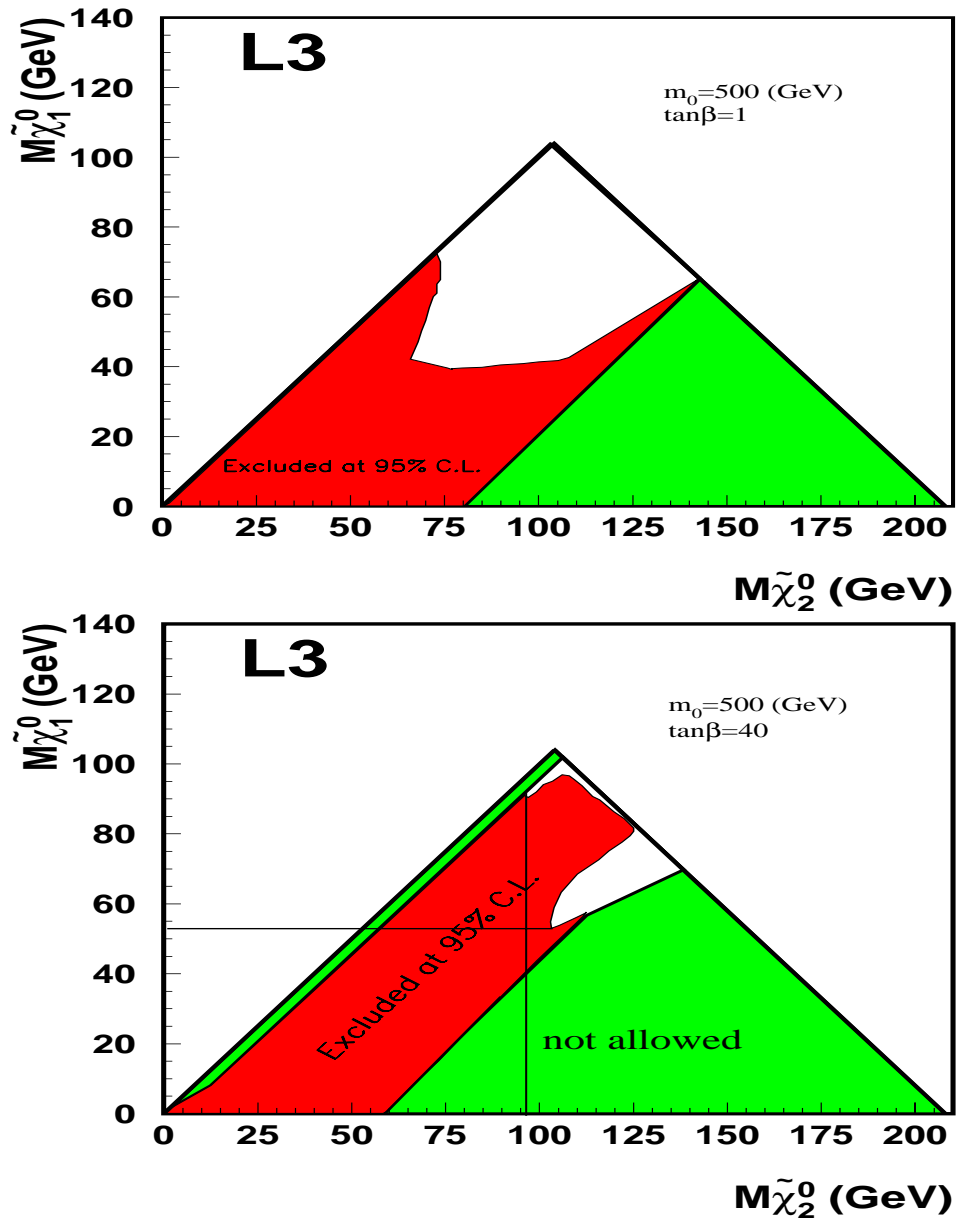


FIG. 5.12 – Domaine exclu à 95 % de niveau de confiance dans le plan  $(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{\chi}_2^0})$ , pour  $m_0 = 500$  GeV

## 5.4 Combinaison des limites

On a pu observer que la limite inférieure sur les masses des particules supersymétrique est améliorée par la combinaison des différentes limites. On détaillera l'interprétation pour plusieurs scénarios.

### 5.4.0.a Limite à grand $m_0$

A grand  $m_0$ , seule l'analyse charginos et les analyses neutralinos peuvent contribuer efficacement à l'exclusion. Les figures 5.13 représentent l'évolution de la limite inférieure sur les masses des charginos et des neutralinos les plus légers pour  $m_0 = 500$  GeV et  $\tan\beta = 1$ .

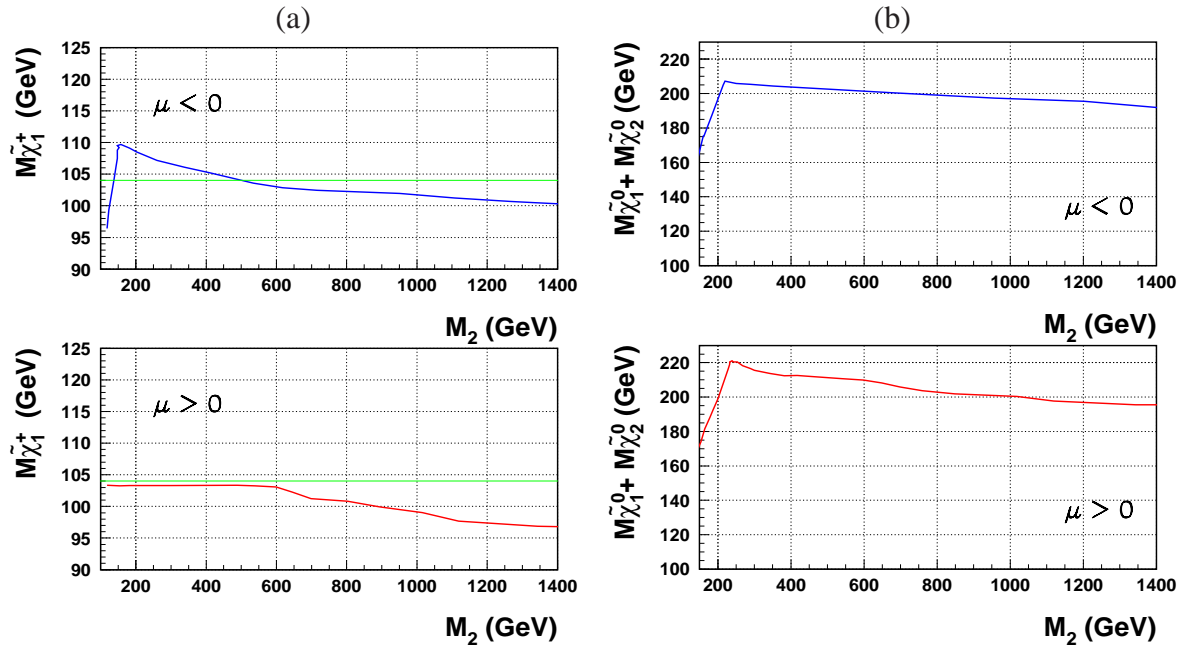


FIG. 5.13 – Evolution de la limite inférieure sur la masse du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  figure (a) et celle des  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$  figure (b) en fonction de  $M_2$ , pour  $m_0 = 500$  GeV et  $\tan\beta = 1$

On notera que, les limites se dégradent dans la région higgsino ( $M_2 \gg \sqrt{s}$ ), région pour laquelle la différence de masses est plus faible ( $\Delta M < 5$  GeV) pour les deux principaux processus recherchés, à cause de la contamination des fonds  $\gamma\gamma$  (voir figure 5.13).

D'autre part, il faut signaler que pour certains scénarios, les signaux recherchés peuvent être exclus au-delà de la limite cinématique. En effet, les figures 5.13 montrent ainsi que grâce aux contributions mutuelles des deux recherches, on peut exclure respectivement les charginos  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  et les neutralinos  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$  au delà de la limite cinématique ( ligne en pointillé ).

En effet, pour cet ensemble de paramètres ( $m_0 = 500$  GeV et  $\tan\beta = 1$ ) l'analyse charginos a permis d'exclure les charginos les plus légers  $\tilde{\chi}_1^\pm$  jusqu'à la limite cinématique (figure 5.9). En terme d'exclusion dans le plan  $(M_2, \mu)$ , cette contrainte correspond à toute une région du plan

$(M_2, \mu)$  représentée en clair figure 5.11. Dans le demi plan  $\mu$  positif, la région délimitée (en clair) contient les équimasses neutralinos  $\tilde{\chi}_2^0$  et  $\tilde{\chi}_1^0$  correspondant à des signaux neutralinos qui ne sont pas accessibles à la gamme d'énergies dans le centre de masse étudiées. Et de ce fait le signal  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$  peut être exclu au-delà de 215 GeV.

La situation est inversée pour  $\mu$  négatif, les équimasses exclues par l'analyse neutralinos délimitent une région du plan qui contient les équimasses charginos allant jusqu'à 109 GeV.

Cet effet dépend fortement de  $\tan\beta$  (cf. aux courbes des équimasses présentées dans le chapitre II), plus  $\tan\beta$  augmente plus les équimasses deviennent symétriques et le recouvrement des équimasses devient minimal.

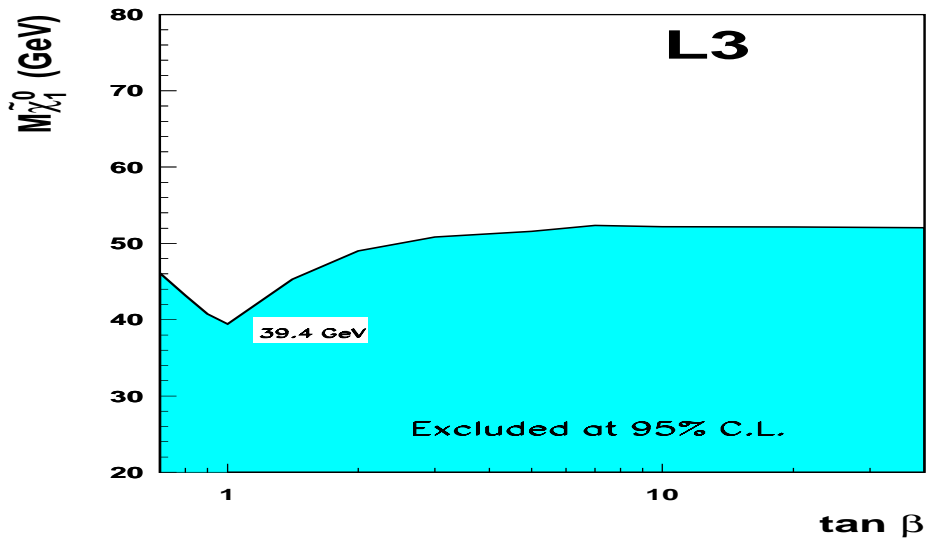


FIG. 5.14 – Limite inférieure sur la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$  pour grand  $m_0$

La figure 5.14 représente l'évolution de la limite sur le  $\tilde{\chi}_1^0$  en fonction de  $\tan\beta$  pour  $m_0 = 500$  GeV. La limite inférieure sur la masse du neutralino le plus léger est de :

$$M_{\tilde{\chi}_1^0} = 39.4 \text{ GeV}$$

correspondant à l'ensemble des paramètres suivant :

$$\tan\beta = 1, \mu = -77 \text{ GeV et } M_2 = 67.5 \text{ GeV.}$$

Pour obtenir cette limite, on a raffiné le "scan" sur les paramètres autour de la région de la limite. La granularité utilisée est de 0.25 GeV en  $M_2$  et de 0.50 GeV pour  $\mu$ .

L'intervalle de variation de  $\Delta M$  se réduit (figure 2.15, chapitre II) lorsque  $\tan\beta$  augmente, raison pour laquelle la limite sur le neutralino le plus léger est obtenue pour  $\tan\beta = 1$ . Au-dessous de  $\tan\beta = 1$ , les équimasses des charginos et des neutralinos sont symétriques par un

changement de  $\tan\beta \rightarrow \frac{1}{\tan\beta}$ , ce qui explique la remontée des limites inférieures sur la masse du neutralino le plus léger.

L'exclusion dans le plan des paramètres permet aussi de mettre une limite inférieure à 95 % de niveau de confiance sur la masse des neutralinos les plus lourds. Les masses limites ainsi que les valeurs des paramètres où on atteint les limites sont les suivants:

$$\begin{array}{llll} M_{\tilde{\chi}_2^0} & > & 66.0 \text{ GeV} & \mu = -66 \text{ GeV} \quad M_2 = 72 \text{ GeV} \\ M_{\tilde{\chi}_3^0} & > & 107.3 \text{ GeV} & \mu = -105 \text{ GeV} \quad M_2 = 72.5 \text{ GeV} \\ M_{\tilde{\chi}_4^0} & > & 113.6 \text{ GeV} & \mu = -66 \text{ GeV} \quad M_2 = 72 \text{ GeV} \end{array} \quad (5.6)$$

quel que soit  $\tan\beta$  et grand  $m_0$ .

La limite inférieure sur la masse des charginos  $\tilde{\chi}_1^+, \tilde{\chi}_1^-$  est représentée sur la figure 5.15 en fonction de  $\tan\beta$ . La valeur limite est obtenue dans la région higgsino ( $M_2 \gg \sqrt{s}$ ), région où les différentes analyses perdent de leur sensibilité puisqu'elles correspondent à de faibles valeurs de  $\Delta M$ .

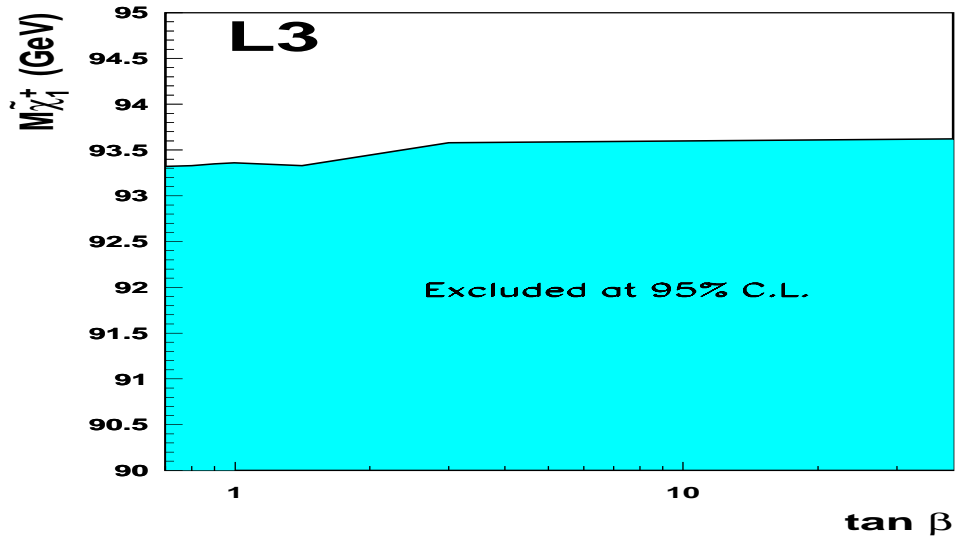


FIG. 5.15 – Limite inférieure sur la masse du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  pour grand  $m_0$

La valeur de la masse limite augmente sensiblement à grand  $\tan\beta$  et ceci est dû à l'évolution des sections efficaces de production des charginos  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  en fonction de  $\tan\beta$  ainsi que des spectres de masse des particules intervenant dans ce processus.

Pour illustrer ces propos, on a choisi les deux scénarios suivant :

$$m_0 = 500 \text{ GeV} \quad \tan\beta=1 \quad M_2 = 1900 \text{ GeV}$$

$$m_0 = 500 \text{ GeV} \quad \tan\beta=40 \quad M_2 = 1600 \text{ GeV}$$

Pour ces deux scénarios, on a représenté sur la figure 5.16 l'évolution des masses des charginos (en haut) ainsi que les différences de masse (en bas) en fonction de  $\mu$  ( $\mu$  négatif correspond à la région pour laquelle le minimum est obtenu).

Pour cet ensemble de paramètres, on est en présence de signaux charginos ayant les mêmes valeurs de  $\Delta M$  pour ces deux valeurs de  $\tan\beta$ . Par ailleurs, comme on l'a précédemment montré, à grand  $m_0$  et  $\Delta M$  fixé, les topologies de désintégration et les rapports d'embranchement sont ceux du  $W^\pm$  indépendamment de  $\tan\beta$  (cf. chapitre II).

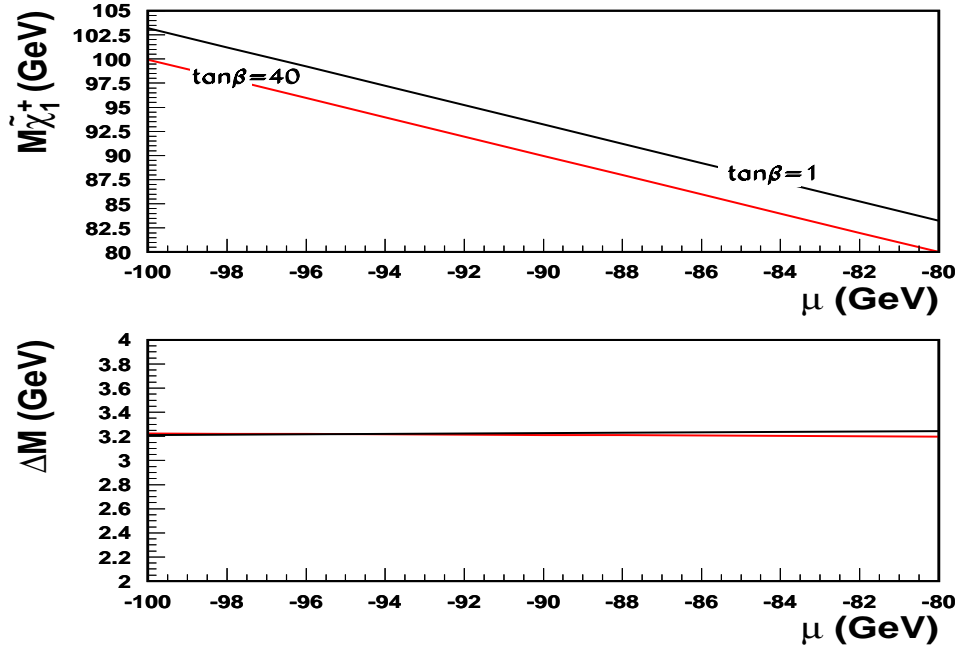


FIG. 5.16 – Evolution des masses du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  (en haut) et de la différence de masse (en bas) en fonction de  $\mu$  pour  $\tan\beta = 1$  et  $M_2 = 1900 \text{ GeV}$  et  $\tan\beta = 40$  et  $M_2 = 1600 \text{ GeV}$

A fin d'illustrer la variation de la limite inférieure sur la masse des charginos, on a représenté sur la figure 5.17 la variation de la section efficace théorique ainsi que de la limite supérieure observée sur la même grandeur à 95 % de niveau de confiance, respectivement pour  $\tan\beta = 1$  ( en haut) et  $\tan\beta = 40$  ( en bas). On peut constater, d'une part que pour ces deux scénarios la variation globale des sections efficaces limites est la même au voisinage de  $\mu = -90 \text{ GeV}$  et d'autre part que la section efficace théorique a légèrement augmenté. Raison pour laquelle la limite est obtenue pour deux différentes valeurs de  $\mu$  ( $\mu = -90.2 \text{ GeV}$  pour  $\tan\beta=1$  et  $\mu = -93.8 \text{ GeV}$  pour  $\tan\beta=40$ ). La projection de ces deux valeurs (figure 5.16) détermine la valeur de la masse limite.

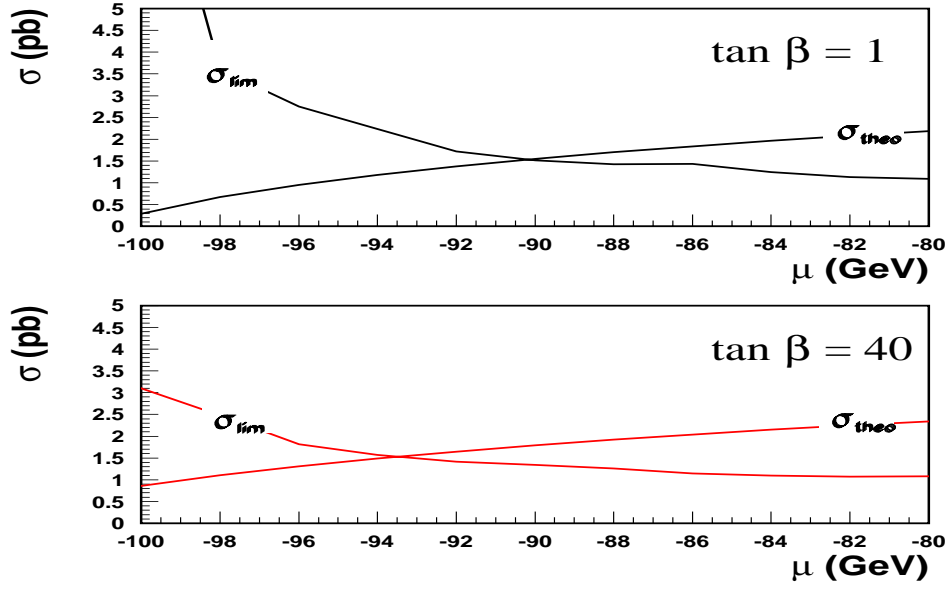


FIG. 5.17 – variation des sections efficaces théoriques et des limites supérieures observées pour  $\tan\beta=1$  et 40.

On a appliqué ce procédé sur l'ensemble des points de l'espace des paramètres supersymétriques définis précédemment. Et ainsi, on a pu fixer la limite inférieure sur la masse du chargino le plus léger  $\tilde{\chi}_1^\pm$  à :

$$\begin{aligned} M_{\tilde{\chi}_1^\pm} &> 93.3 \text{ GeV} && \text{pour } \Delta M > 3 \text{ GeV} \\ M_{\tilde{\chi}_1^\pm} &> 98.9 \text{ GeV} && \text{pour } \Delta M > 5 \text{ GeV} \\ M_{\tilde{\chi}_1^\pm} &> 102.9 \text{ GeV} && \text{pour } \Delta M > 10 \text{ GeV} \end{aligned}$$

quels que soient  $M_2$ ,  $\mu$  et  $\tan\beta$  et pour  $m_0 > 500 \text{ GeV}$ .

De la même manière, on a déterminé la limite inférieure sur la masse du chargino  $\tilde{\chi}_2^\pm$  :

$$M_{\tilde{\chi}_2^\pm} > 108.8 \text{ GeV} \quad \text{quels que soient } M_2, \mu \text{ et } \tan\beta \text{ et pour } m_0 = 500 \text{ GeV}.$$

la limite est obtenue pour  $\tan\beta=1$ ,  $\mu = -66 \text{ GeV}$  et  $M_2 = 72 \text{ GeV}$

Ces limites ont été obtenues pour  $m_0 = 500 \text{ GeV}$ . Comme on a pu l'observer dans le chapitre II, dans la région higgsino ( $M_2 \gg \mu$ ), les sections efficaces de production et les rapports d'embranchement ne dépendent pas de  $m_0$ . C'est la raison pour laquelle ces limites peuvent être considérées comme des limites indépendantes des paramètres lorsque les charginos et les neutralinos sont de type higgsino.

### 5.4.0.b Limite faible $m_0$

Cette partie sera consacrée à l'étude de l'évolution des limites inférieures sur les masses en fonction de  $m_0$ .

Dans la partie étude phénoménologique, on a présenté les différents scénarios susceptibles d'être observés à faible  $m_0$  respectivement pour la recherche des charginos et des neutralinos. On a montré que les sections efficaces de production des signaux dépendent fortement de ce paramètre. Par ailleurs, dans cette configuration les sfermions peuvent être cinématiquement accessibles (principalement dans la région jaugino ( $M_2 \ll \mu$ )) et peuvent ainsi intervenir à la production (production du signal dans le canal t) et à la désintégration en changeant de manière significative les rapports d'embranchement des particules recherchées.

Par exemple, dans le cas des charginos, à cause de l'interférence destructive des deux diagrammes de production [5] et des modifications importantes des rapports d'embranchement, la combinaison des recherches charginos et neutralinos deviennent peu sensibles dans la région jaugino ( $M_2 \ll \mu$ ).

On distingue, principalement deux cas :

- faible  $\tan\beta$ , le neutralino  $\tilde{\chi}_2^0$  devient plus léger que le chargino  $\tilde{\chi}_1^\pm$  dans la région  $\mu \simeq -M_2$ , combiné avec la baisse de la section efficace de production, rend la recherche des charginos  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  complètement insensible. La région représentée en clair dans la figure 5.18.a délimite la région exclue par l'analyse charginos et neutralinos pour  $m_0 = 70$  GeV et  $\tan\beta = 1$ .
- grand  $\tan\beta$ , la sensibilité de l'analyse charginos dans la région jaugino ( $|\mu| \gg M_2$ ) diminue avec  $m_0$ . Ceci est dû principalement à la baisse de la section efficace de production.

La figure 5.18.b montre les régions exclues pour l'ensemble des paramètres suivants :  $m_0 = 70$  GeV et  $\tan\beta = 40$ .

- La région exclue par l'analyse charginos représentée en gris (région 1). c'est la seule qui contribue à l'exclusion pour  $|\mu| \gg M_2$

- La région exclue par les analyses neutralinos représentée en clair (région 2). Elles contribuent à l'exclusion dans la région higgsino.

Il apparait nettement que plus  $|\mu|$  augmente plus la région exclue par l'analyse charginos dans le plan  $(M_2, \mu)$  se réduit. Par ailleurs, la limite obtenue dans cette région n'améliore pratiquement pas les limites obtenues dans la première phase de LEP, représentées sur la même figure en noir (région 3).

Il faut noter par ailleurs que dans cette région (jaugino à faible  $m_0$ ) la production de paires de sfermions est cinématiquement permise. Afin de combler les régions non exclues par la combinaison des recherches des charginos et des neutralinos à faible  $\tan\beta$  et d'améliorer les

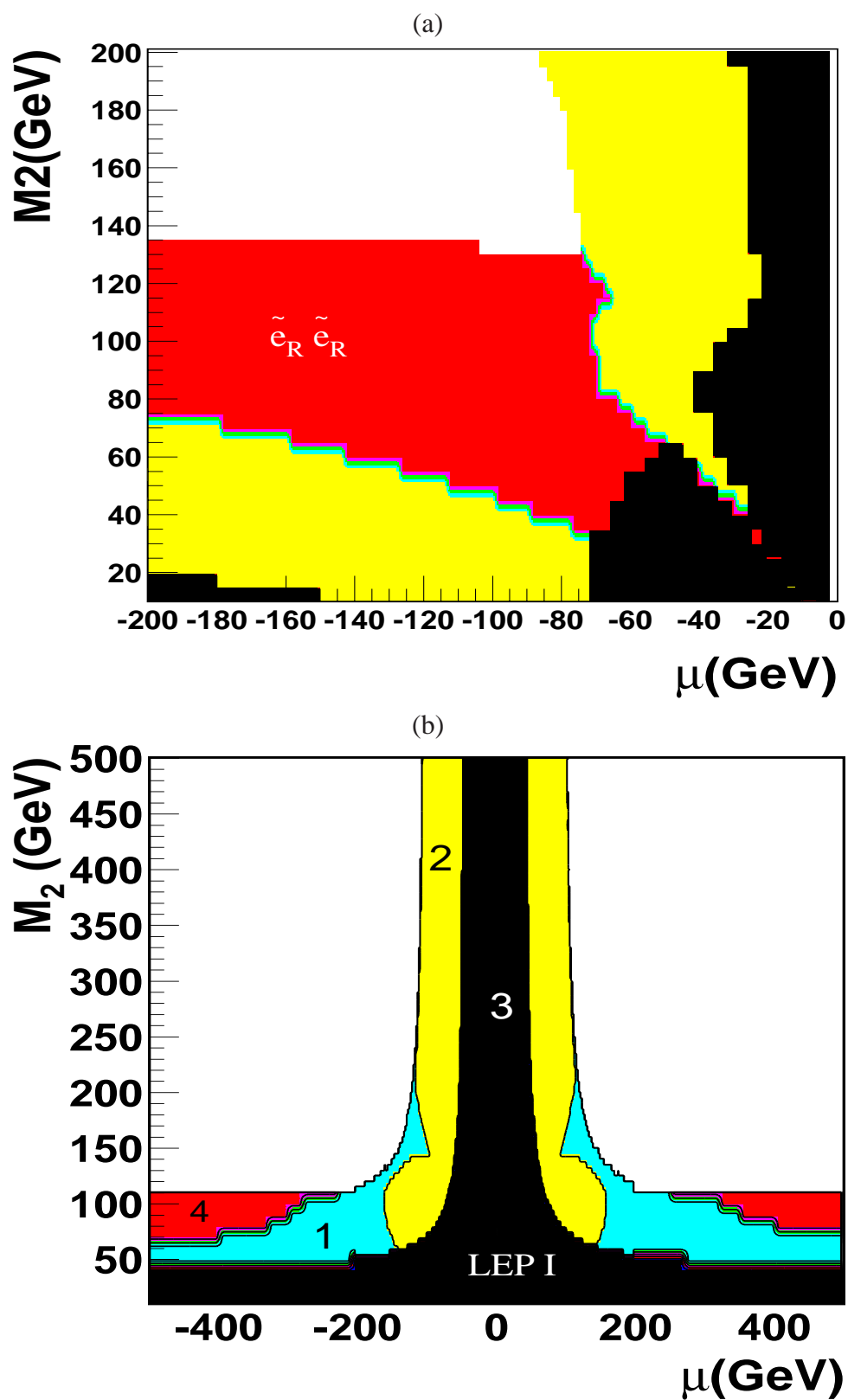


FIG. 5.18 – Région exclue à 95 % de niveau de confiance dans le plan  $(M_2, \mu)$  pour  $m_0 = 70$  GeV et deux valeurs de  $\tan\beta$  :  $\tan\beta = 1$  figure (a) et  $\tan\beta = 40$  figure (b)



sensibilités des exclusions à grand  $\tan\beta$ , on a utilisé les analyses expérimentales utilisées dans L3 pour la recherche des leptons scalaires pendant la même période [6].

Pour ce faire on utilise les fichiers<sup>4</sup> contenant les résultats de recherche des analyses sleptons de L3. On a ainsi, le nombre d'événements sélectionnés, le nombre d'événements fonds attendus et les efficacités pour l'ensemble des signaux du plan  $(M_{\tilde{l}}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$  à des énergies dans le centre de masse allant de 200 à 208 GeV.

On a appliqué la méthode définie par la relation 5.4 pour déterminer la limite supérieure sur la section efficace de production des sélectrons droits ( $e^+ e^- \rightarrow \tilde{e}_R \tilde{e}_R$ ). ceci a permis de délimiter la région exclue dans l'espace des paramètres supersymétriques considérés (relations 6.1).

La figure 5.18.a représente la région exclue par l'analyse sélectrons dans le plan  $M_2, \mu$  pour  $m_0 = 70$  GeV et  $\tan\beta = 1$  (région en foncé). Cette analyse contribue efficacement à l'exclusion dans la région  $\mu \simeq -M_2$  et permet d'augmenter de manière significative l'exclusion en  $M_2$  à faible  $\tan\beta$  dans la région jaugino.

A grand  $\tan\beta$ , la contribution de l'analyse sélectrons est importante à grand  $|\mu|$  et permet d'augmenter la région exclue en  $M_2$  (obtenue par la contribution de l'analyse charginos et neutralinos) de plusieurs ordres de grandeur (cf. figure 5.18.b, région 4). Mais la région exclue par ce canal se réduit lorsque  $m_0$  augmente. En effet, le carré de la masse des sfermions est une combinaison linéaire de  $m_0^2$ ,  $M_2^2$  et  $M_Z^2 \cos(2\beta)$  (cf. relation 2.3 chapitre II), donc pour que ce processus soit cinématiquement accessible ( $M_{\tilde{e}_R} \leq \sqrt{s}/2$ ) une augmentation de  $m_0$  est compensée par une diminution des valeurs permises de  $M_2$ . On constatera alors, qu'à partir d'une certaine valeur limite de  $m_0$  (qui dépend de  $\tan\beta$ ) la région cinématiquement accessible pour ce canal est plus réduite que celle accessible par le canal charginos qui devient ainsi le canal dominant. La limite dans cette configuration est fixée par la recherche des charginos uniquement.

La figure 5.19 permet d'illustrer l'évolution de la limite inférieure sur le chargino le plus léger  $\tilde{\chi}_1^\pm$  en fonction de la masse du sneutrino  $M_{\tilde{\nu}}$  pour  $\tan\beta = 2$  et  $\mu = -200$  GeV. On constate que pour les grandes valeurs de  $M_{\tilde{\nu}}$  (grand  $m_0$ ) le signal charginos est exclu jusqu'à la limite cinématique à 95 % de niveau de confiance et que au fur et à mesure que la masse du sneutrino devient plus faible la section efficace de production théorique s'abaisse et le rapport d'embranchement leptonique augmente, raison pour laquelle la limite inférieure sur la masse du chargino  $\tilde{\chi}_1^\pm$  s'abaisse jusqu'à l'ouverture cinématique des canaux de recherche des leptons scalaires. A partir de  $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} > M_{\tilde{\nu}}$  la contribution de l'analyse sélectron permet alors d'exclure la production des charginos au delà de la limite cinématique ( $< \sqrt{s} > /2 = 104.1$  GeV) pour les faibles

4. accessible au niveau du groupe de travail SUSY à LEP responsable du suivi des résultats supersymétriques des quatre expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL

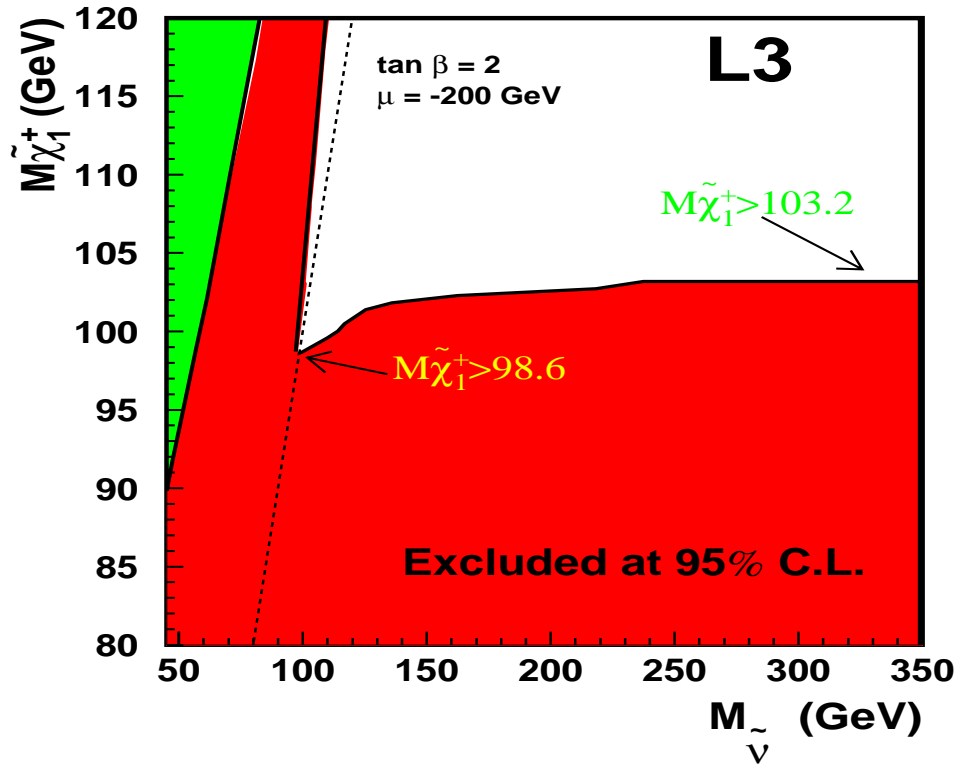


FIG. 5.19 – Limite inférieure sur la masse du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  en fonction de  $M_{\tilde{\nu}}$

valeurs de  $M_{\tilde{\nu}}$  (à faible  $m_0$ , conformément à la figure 5.18.a).

Pour résumer, la combinaison des recherches des sélectrons droits avec les charginos et les neutralinos permet de mettre une limite inférieure sur la masse du chargino le plus léger indépendamment de  $m_0$ . Dans ce cas particulier le chargino  $\tilde{\chi}_1^\pm$  est exclu jusqu'à 98.6 GeV pour  $\tan\beta = 2$  et  $\mu = -200$  GeV. Le minimum est obtenu dans la région où le chargino et le sneutrino sont dégénérés en masse. Les analyses sleptons ne contribuent plus à l'exclusion et seule l'analyse chargino  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  dans ce cas impose la limite inférieure sur la masse. La région plus claire représentée sur la figure 5.19 est interdite par le modèle théorique.

Afin d'obtenir une limite sur la masse des particules supersymétriques recherchées, indépendante des paramètres du modèle MSSM contraint, on a appliqué ce procédé sur l'ensemble des paramètres  $\tan\beta$  et  $\mu$  appartenant à l'espace des paramètres définis plus haut. Dans la section suivante on présentera les résultats obtenus.

### 5.4.1 Limites absolues indépendantes des paramètres : $M_2$ , $m_0$ , $\tan\beta$ et $\mu$

#### 5.4.1.a Limite inférieure sur la masse du chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$

La figure 5.20 représente l'évolution de la limite inférieure sur la masse du chargino  $\tilde{\chi}_1^\pm$  en fonction de  $\tan\beta$ . Pour chaque valeur de  $\tan\beta$  on a relâché les contraintes sur les paramètres  $\mu$ ,  $M_2$  et  $m_0$ . La limite absolue pour  $\Delta M > 3$  GeV est :

$$M_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 90.0 \text{ GeV}$$

obtenue pour l'ensemble des paramètres suivants :  $m_0 = 76.5$  GeV,  $\mu = -2000$  GeV,  $M_2 = 90.0$  GeV et  $\tan\beta = 40$ .

Pour les faibles valeurs de  $\tan\beta$  la limite est obtenue à grand  $m_0$  dans la région Higgsino.

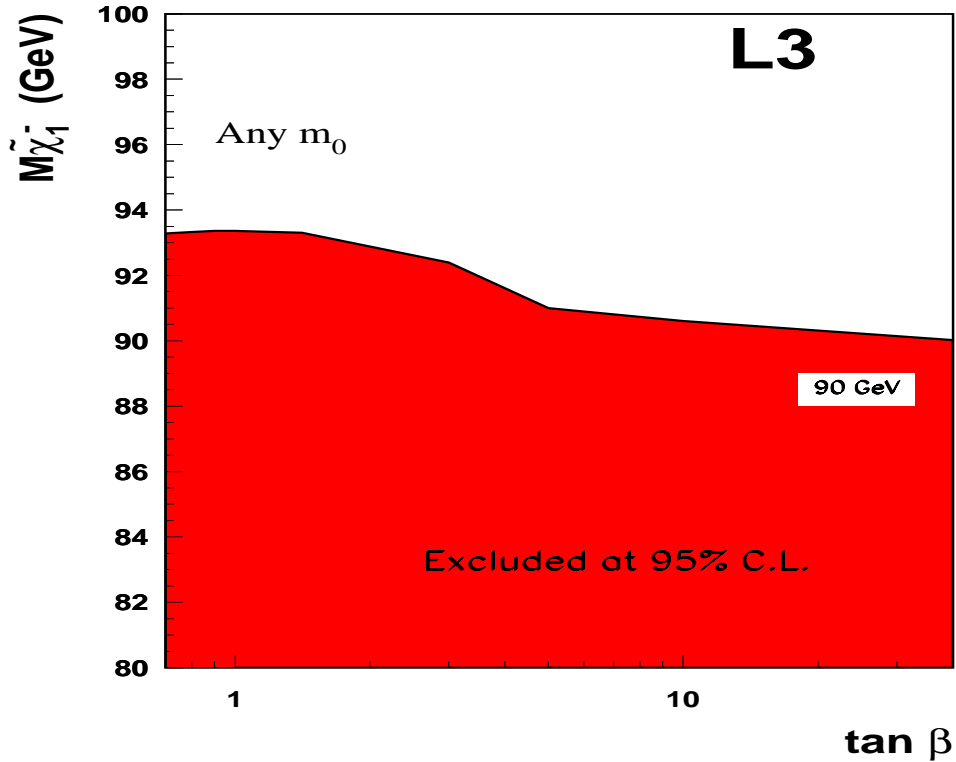


FIG. 5.20 – Limite inférieure sur la masse du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  indépendantes de tout paramètre.

#### 5.4.1.b Limite inférieure sur la masse du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$

La combinaison des limites des différentes analyses, nous a permis d'obtenir une limite inférieure sur la masse du neutralino le plus léger indépendamment des paramètres du modèle. La figure 5.21 représente l'évolution de la limite en fonction de  $\tan\beta$ .

La limite absolue est de :

$$M_{\tilde{\chi}_1^0} > 39.4 \text{ GeV}$$

,

valable quels que soient  $M_2, \mu$ ,  $m_0$  et  $\tan\beta$ . Le minimum est obtenu pour l'ensemble des paramètres suivant :

$$m_0 = 500 \text{ GeV}, M_2 = 67.5 \text{ GeV}, \text{ et } \mu = -77 \text{ GeV et } \tan\beta = 1$$

A grand  $\tan\beta$ , la limite est obtenue dans la région jaugino et elle est complètement déterminée par la recherche des charginos  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  puisque la recherche des leptons scalaires ne peut plus contribuer à l'exclusion, configuration similaire à l'analyse charginos à faible  $m_0$  présentée précédemment.

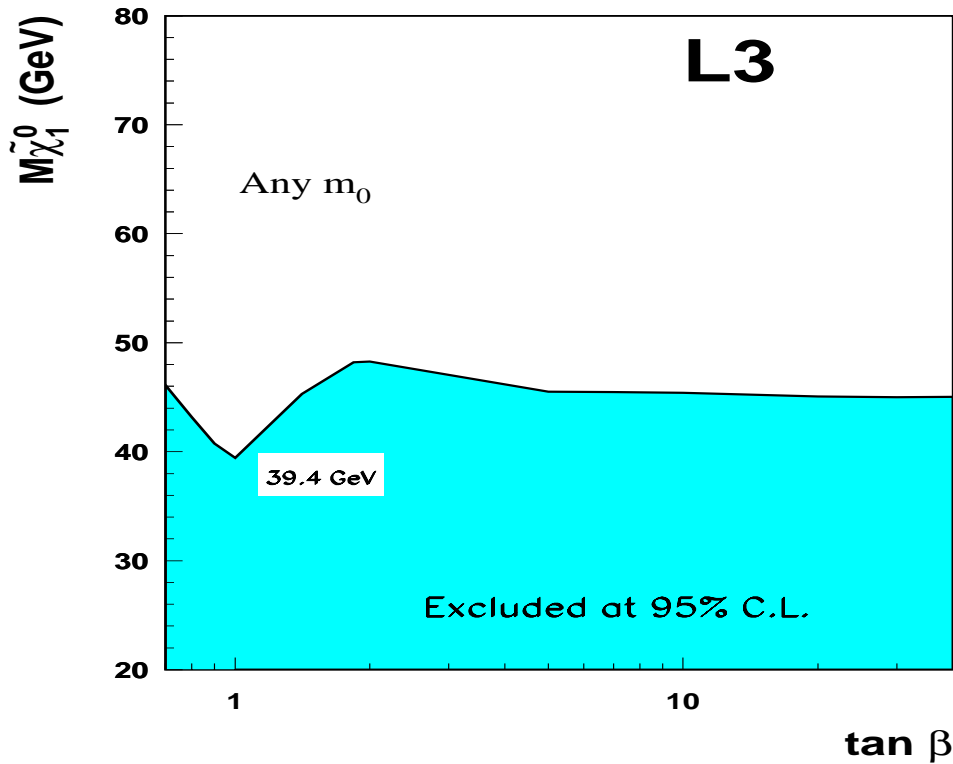


FIG. 5.21 – Limite inférieure sur la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$  indépendante de tout paramètre

Pour illustrer cet effet, on a représenté sur la figure 5.22 l'évolution de la limite en fonction de  $m_0$  pour deux valeurs de  $\tan\beta$  :  $\tan\beta = 1$  et  $\tan\beta = 40$ . On observe que, pour les faibles valeurs de  $m_0$  le  $\tilde{\chi}_1^0$  est exclu au-delà de 60 GeV pour les deux scénarios grâce à la contribution de la recherche des sélectrons. En outre, plus  $m_0$  augmente, plus leur contribution à la limite diminue à cause des contraintes cinématiques. En effet, à grand  $\tan\beta$  l'analyse sélectrons ne peut plus contribuer au-delà de  $m_0 \simeq 76$  GeV par contre à faible  $\tan\beta$  elle contribue à l'exclusion au-delà de 90 GeV en  $m_0$ .

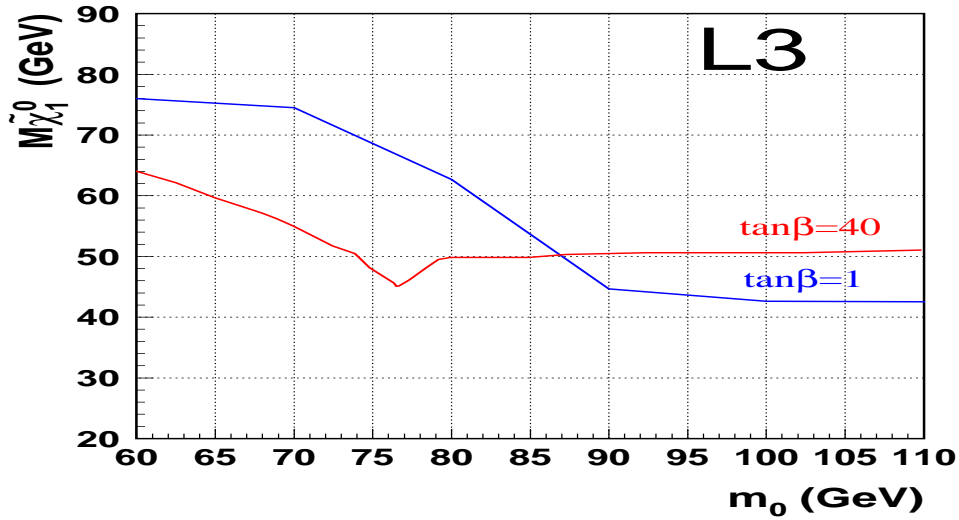


FIG. 5.22 – Evolution de la limite inférieure sur la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$  en fonction de  $m_0$

#### 5.4.1.c Limites inférieures indirectes

Avec la combinaison des différents canaux de recherche, on a pu délimiter les régions exclues dans l'espace des paramètres supersymétrique ( $M_2, \mu, \tan\beta, m_0$ )

Ces régions permettent de placer une limite inférieure sur l'ensemble du spectre de masse supersymétrique. La figure 5.23 représente l'évolution des limites inférieures sur les masses des neutralinos lourds :  $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0$  et  $\tilde{\chi}_4^0$  en fonction de  $\tan\beta$ . Ces limites sont obtenues en faisant un balayage systématique de l'ensemble des points  $m_0, M_2$  et  $\mu$  de l'espace des paramètres.

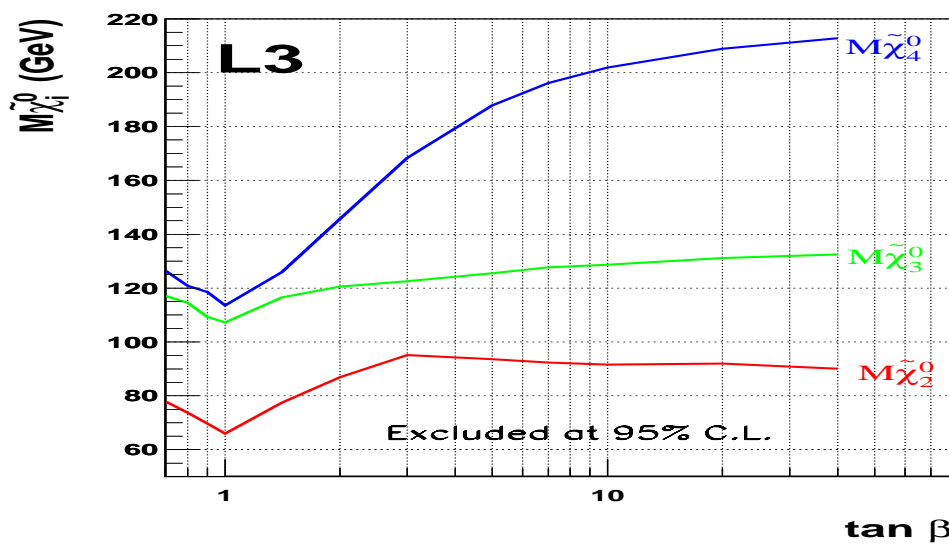


FIG. 5.23 – Limites inférieures sur la masse des neutralinos lourds en fonction de  $\tan\beta$  indépendantes de tout paramètre

Les limites inférieures sur les masses des neutralinos sont obtenues à grand  $m_0$  ( $m_0 = 500$  GeV) et  $\tan\beta = 1$ . Les valeurs des limites inférieures ainsi que les paramètres associés sont donnés dans le paragraphe précédent (relations 5.6 ).

La même méthode a été appliquée pour déterminer la limite inférieure sur la masse du chargino lourd  $\tilde{\chi}_2^\pm$ . La figure 5.24 représente l'évolution de la masse limite en fonction de  $\tan\beta$ .

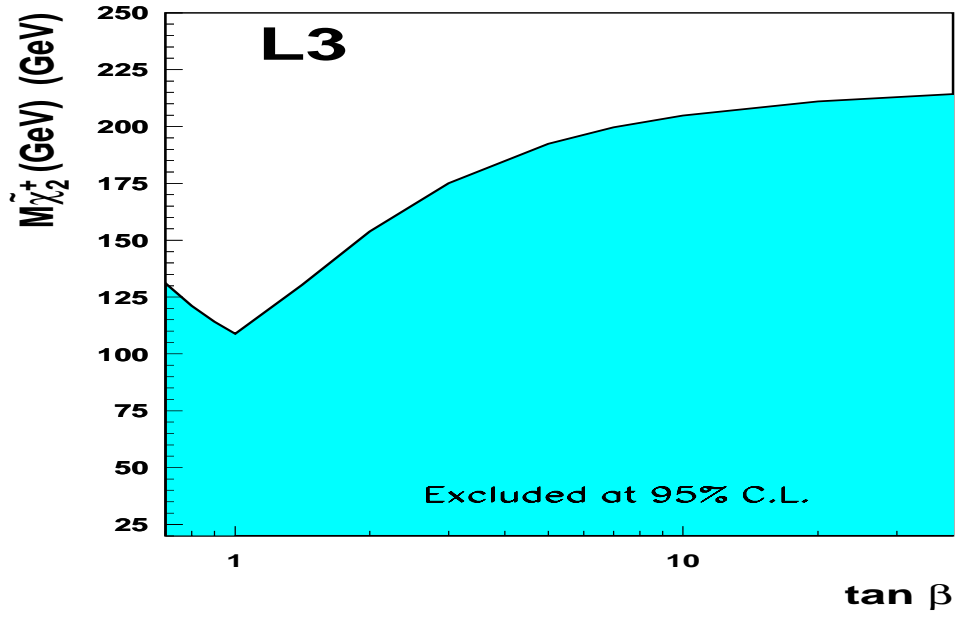


FIG. 5.24 – Limite inférieure sur la masse des charginos lourds  $\tilde{\chi}_2^\pm$  indépendantes de tout paramètre

La limite inférieure sur le  $\tilde{\chi}_2^\pm$  est de 108.8 GeV obtenue pour  $\mu = -66$  GeV,  $M_2 = 72$  GeV,  $\tan\beta = 1$  et  $m_0 = 500$  GeV.

## 5.5 Comparaison des résultats obtenus à LEP

La recherche des charginos et des neutralinos occupe une place importante dans les analyses supersymétriques effectuées par les quatre expériences installées au LEP : Aleph, Delphi, L3 et Opal.

La recherche de signaux supersymétriques effectuée par les quatre collaborations est basée sur des méthodes d'analyse différentes (likelihood, séquentielle...). Le point commun à l'ensemble des recherches est qu'elles sont optimisées pour différentes gammes de  $\Delta M = M_{susy} - M_{LSP}$ .

Expériences	Traces		Photons	
	$\Delta\theta$	$P_{tmin}$	$\Delta\theta$	$E_{min}$
	(degrés)	(GeV/c)	(degrés)	(GeV)
Delphi [7]	15-165	0.15	-	1.
L3 [8]	20-160	0.1	15-165	0.1
Opal [9]	16-164	0.1	15-165	0.2

TAB. 5.1 – *acceptance des détecteurs au LEP*

Mis à part la performance des analyses de recherche, la différence de conception des détecteurs peut engendrer une différence de sensibilité des analyses. A titre d'exemple, le tableau 5.1 donne une comparaison des acceptances angulaires et des seuils de détection des particules électromagnétiques pour différents détecteurs .

Charginos		
<b>DELPHI</b>	95.0 GeV	$\Delta M \geq 3 \text{ GeV}$ et $m_0 > 0.5 \text{ TeV}$ , $ \mu  < 0.5 \text{ TeV}$ , $1 \leq \tan\beta < 40$
<b>L3</b>	93.3 GeV	$\Delta M > 3 \text{ GeV}$ et $m_0 \geq 0.5 \text{ TeV}$ , $ \mu  < 2 \text{ TeV}$ , $0.7 \leq \tan\beta < 40$
<b>OPAL</b>	100.7 GeV	$\Delta M > 5 \text{ GeV}$ et $m_0 > 0.5 \text{ TeV}$ , $ \mu  < 0.5 \text{ TeV}$ , $1 \leq \tan\beta < 40$
Neutralinos		
<b>ALEPH</b>	39.6 GeV	pour $m_0 > 0.5 \text{ TeV}$ , $1 \leq \tan\beta < 40$
<b>DELPHI</b>	38.7 GeV	pour $m_{\tilde{\nu}} > 0.3 \text{ TeV}$ , $1 \leq \tan\beta < 40$
<b>L3</b>	39.4 GeV	pour $m_0 \geq 0.5 \text{ TeV}$ , $0.7 \leq \tan\beta < 40$
<b>OPAL</b>	38.0 GeV	pour $m_0 \geq 0.5 \text{ TeV}$ , $1 \leq \tan\beta < 40$

TAB. 5.2 – *Résultats obtenus par les quatre expériences LEP pour le scénario grand  $m_0$*

Dans la deuxième et dernière phase du LEP, chaque expérience a analysé en moyenne plus de  $600 \text{ pb}^{-1}$ . Aucun excès significatif n'a été observé sur l'ensemble des analyses de recherche supersymétrique effectuées au LEP. Les résultats expérimentaux constituent le point de départ pour déterminer les limites sur les sections efficaces de production ainsi que les domaines d'exclusion dans l'espace des paramètres du Modèle Standard Supersymétrique Minimal.

Les résultats obtenus sont résumés dans les tableaux 5.2 et 5.3 respectivement pour deux scénarios: grand et faible  $m_0$ , ainsi que le domaine de l'espace des paramètres supersymétriques utilisé pour l'interprétation des résultats expérimentaux pour chacune des expériences.

Charginos		
<b>DELPHI</b>	95.0 GeV	$\Delta M \geq 3 \text{ GeV}, m_0 < 1 \text{ TeV},  \mu  < 0.2 \text{ TeV}$ et $M_{\tilde{\ell}} - M_{\tilde{\chi}_1^0} > 6$
<b>L3</b>	90.0 GeV	$\Delta M > 3 \text{ GeV}, m_0 < 1 \text{ TeV},  \mu  < 2 \text{ TeV}$ et $M_{\tilde{\ell}} - M_{\tilde{\chi}_1^0} > 3$
<b>OPAL</b>	93.9 GeV	$\Delta M > 5 \text{ GeV}, m_0 < 0.5 \text{ TeV},  \mu  < 0.5 \text{ TeV}$ et $M_{\tilde{\ell}} - M_{\tilde{\chi}_1^0} > 3$
Neutralinos		
<b>ALEPH</b>	39.6 GeV	pour $m_0 > 0.5 \text{ TeV}$
<b>DELPHI</b>	38.7 GeV	pour $m_0 < 1 \text{ TeV},  \mu  < 0.2 \text{ TeV}$
<b>L3</b>	39.4 GeV	pour $m_0 < 1 \text{ TeV},  \mu  < 2 \text{ TeV}$
<b>OPAL</b>	36.3 GeV	pour $m_0 < 0.5 \text{ TeV},  \mu  < 0.5 \text{ TeV}$

TAB. 5.3 – Résultats obtenus par les quatre expériences LEP pour le scénario faible  $m_0$

Bien qu'une comparaison directe des limites sur les masses des particules recherchées constitue un approche quelque peu simpliste (puisque chaque limite est le résultat d'une combinaison d'une dizaine de sélections indépendantes et de plusieurs canaux de recherche), Les limites obtenues par les quatre expériences sont comparables. L'écart entre les limites peut être attribué principalement au domaine de validité de chaque résultat.





# Bibliographie

- [1] V.F. Obraztov. *Nucl. Instr. et Meth.*, 316:388, 1992.
- [2] V.F. Obraztov. *Nucl. Instr. et Meth.*, 399:500, 1997.
- [3] M. Acciarri et al, Collaboration L3. *Phys. Lett.*, B350:109–119, 1995.
- [4] Collaboration ALEPH, D. Décamp et al. *Phys. Rep.*, 236:1, 1992.
- [5] A. Bartl et al. *Nucl. Phys.*, B278:1, 1986.
- [6] L3 susy Group. Search for Supersymmetry in e+e- Collisions at  $\sqrt{s}= 202\text{-}208$  GeV. *L3 note 2707.*, 7 July, 2001.
- [7] P. Aarnio et al, DELPHI Collaboration. *Nucl. Instr. Meth.*, A303:233, (1991).
- [8] B. Adeva et al, L3 Collaboration. The construction of the L3 experiment. *Nucl. Instr. Meth.*, A289:35–102, (1990).
- [9] K. Ahmet et al, OPAL Collaboration. *Nucl. Instr. Meth.*, A305:275, (1991).



# Chapitre 6

## Conclusion et Perspectives

### 6.1 Conclusion

Nous avons cherché les charginos et les neutralinos, particules supersymétriques prévues par le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM), qui seraient produites suite à des collisions à très haute énergie d'électrons et de positrons. Cette recherche s'est effectuée auprès de l'expérience L3, l'une des quatre expériences installées sur le collisionneur LEP (Large Electron Positron Collider). Les énergies de collision étudiées correspondent à la deuxième et dernière phase de l'accélérateur LEP. Elles vont de 189 GeV jusqu'à 208 GeV dans le centre de masse. La recherche des charginos a été effectuée dans les topologies leptonique, semi-leptonique et hadronique suivant les schémas de désintégration :

- $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow q\bar{q}'q''\bar{q}''' + \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 : (jjjj + \cancel{E})$
- $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow q\bar{q}'l\nu_l + \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 : (jjl + \cancel{E})$
- $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+ \rightarrow l^+\nu_l l^-\bar{\nu}_l + \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 : (ll + \cancel{E})$

La recherche des neutralinos  $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^0$  a été effectuée dans la topologie hadronique suivant le schéma de désintégration :

- $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow q\bar{q} + \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 : (jj + \cancel{E})$

Le neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  échappe à la détection, puisqu'il est supposé être la particule supersymétrique la plus légère, donnant comme caractéristique principale la présence d'énergie manquante dans l'état final.

Les données accumulées entre 1998 et 2001 par le détecteur L3, correspondant à une luminosité intégrée de  $626 \text{ pb}^{-1}$ , ont été analysées au moyen de méthodes optimisées et notamment par utilisation des réseaux neuromimétiques. Les analyses ont été en permanence adaptées aux nombreux canaux étudiés, aux différentes énergies dans le centre de masse et surtout aux différentes zones du paramètre  $\Delta M$  (différence de masse entre la particule supersymétrique recherchée et la particule supersymétrique la plus légère). Une statistique de données de simulation Monte

Carlo des processus physiques standard, largement supérieure à celle des données réelles, a également été étudiée et confrontée avec succès aux données réelles.

Les événements observés sont compatibles avec ceux en provenance des processus du Modèle Standard attendus (qui représentent dans notre cas les bruits de fond par rapport aux signaux recherchés). L'interprétation de ces résultats dans le cadre du MSSM avec conservation de la R-parité conduit à l'établissement de contours d'exclusion des sections efficaces de productions des processus recherchés en fonction des paramètres libres du modèle en question.

La combinaison des résultats a permis d'établir une limite absolue sur les masses des charginos et des neutralinos avec un niveau de confiance de 95 %.

$$\begin{aligned} \text{Les charginos: } M_{\tilde{\chi}_1^\pm} &> 90 \text{ GeV (pour } \Delta M > 3 \text{ GeV)} \\ M_{\tilde{\chi}_2^\pm} &> 108.8 \text{ GeV} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Les neutralinos: } M_{\tilde{\chi}_1^0} &> 39.4 \text{ GeV} \\ M_{\tilde{\chi}_2^0} &> 66.0 \text{ GeV} \\ M_{\tilde{\chi}_3^0} &> 107.3 \text{ GeV} \\ M_{\tilde{\chi}_4^0} &> 113.6 \text{ GeV} \end{aligned}$$

Ces limites sont valables dans l'espace des paramètres supersymétriques suivant:

$$\begin{aligned} 0 \leq M_2 \leq 2000 \text{ GeV} & \quad -2000 \leq \mu \leq 2000 \text{ GeV} \\ 50 \leq m_0 \leq 500 \text{ GeV} & \quad 0.7 \leq \tan\beta \leq 40 \end{aligned} \tag{6.1}$$

## 6.2 Perspectives

Aucune particule supersymétrique n'a été découverte à ce jour, mais la mise en évidence de signaux supersymétriques constitue l'une des priorités des futurs collisionneurs. On présentera dans les paragraphes suivants les principales expériences susceptibles de mettre en évidence une manifestation d'une physique nouvelle.

### Le Tevatron au Fermilab

C'est un collisionneur proton-antiproton de  $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$ , il est actuellement dans la phase dite RUN II, et prévoit de collecter une luminosité de l'ordre de  $1 \text{ fb}^{-1}$  par an si le fonctionnement nominal est atteint. Deux expériences CDF [1] et D0 [2] sont placées autour des deux points de collision.

### Le LHC au CERN

Le LHC entrera en fonction dans les années 2007-2008, c'est un collisionneur proton-proton conçu pour atteindre une énergie dans le centre de masse de  $14 \text{ TeV}$  pour une luminosité prévue de l'ordre de  $10 \text{ fb}^{-1}$  par an. Deux expériences CMS [3] et ATLAS [4] prendront place dans le tunnel existant du LEP, elles auront comme objectif principal la recherche de nouvelles

particules.

Le LHC et le Tevatron ont en commun une grande luminosité et une énergie dans le centre de masse très élevée, ceci permet d'étendre les recherches des particules supersymétriques à des gammes de masse bien au-delà de celles accessibles au LEP.

Parmi toutes les productions de paires de sparticules du MSSM, la production des paires de squarks et de gluinos possède les sections efficaces de production les plus élevées (figure 6.1). La production des charginos, des neutralinos et des sleptons, bien qu'elle possède des sections efficaces plus faibles (figures 6.3), constitue néanmoins des canaux prometteurs aux nouveaux collisionneurs hadroniques.

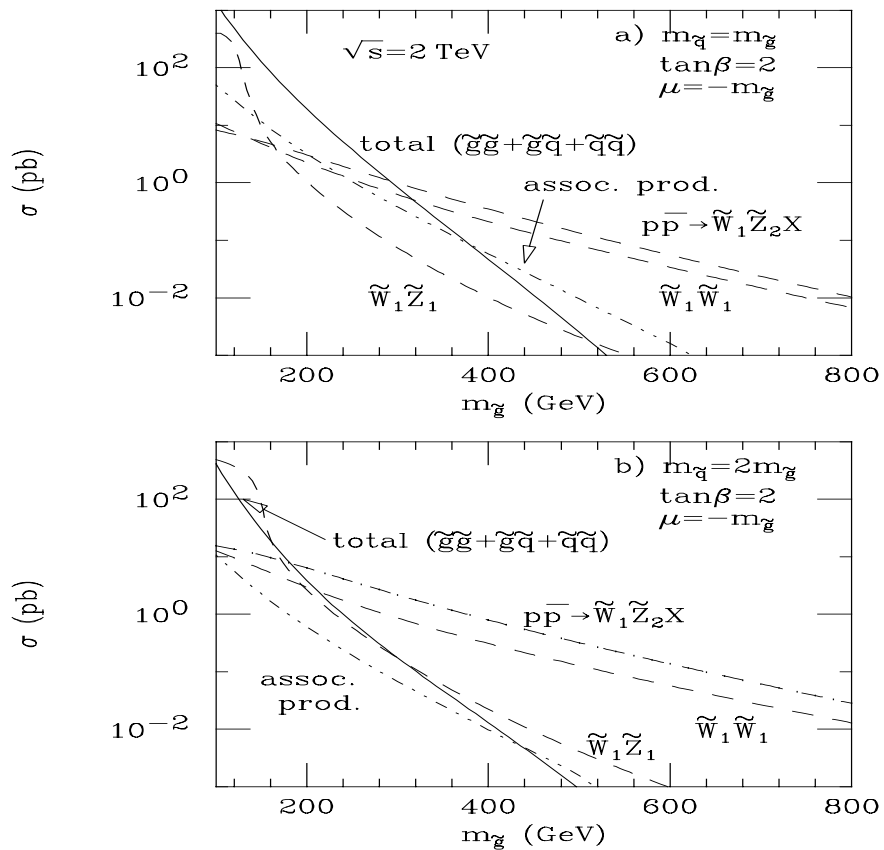


FIG. 6.1 – Section efficace de production des paires de sparticules à l'énergie  $\sqrt{s} = 2$  TeV (TEVATRON) [5]

En effet les processus de fond standard les plus importants proviennent essentiellement de la production de paires de bosons WZ et ZZ, la production d'une paire  $t\bar{t}$ ,  $b\bar{b}$  et  $c\bar{c}$  ou  $Zb\bar{b}$ . Ces processus possèdent en général une section efficace de production très importante (figure 6.2) par rapport aux signaux supersymétriques et l'essentiel de ces processus constituera des bruits de fonds de type hadronique (multiplicité élevée). Plusieurs études ont été effectuées [6, 7, 8] dans le but de prévoir les canaux de recherche les plus prometteurs au niveau des collisionneurs

hadroniques.

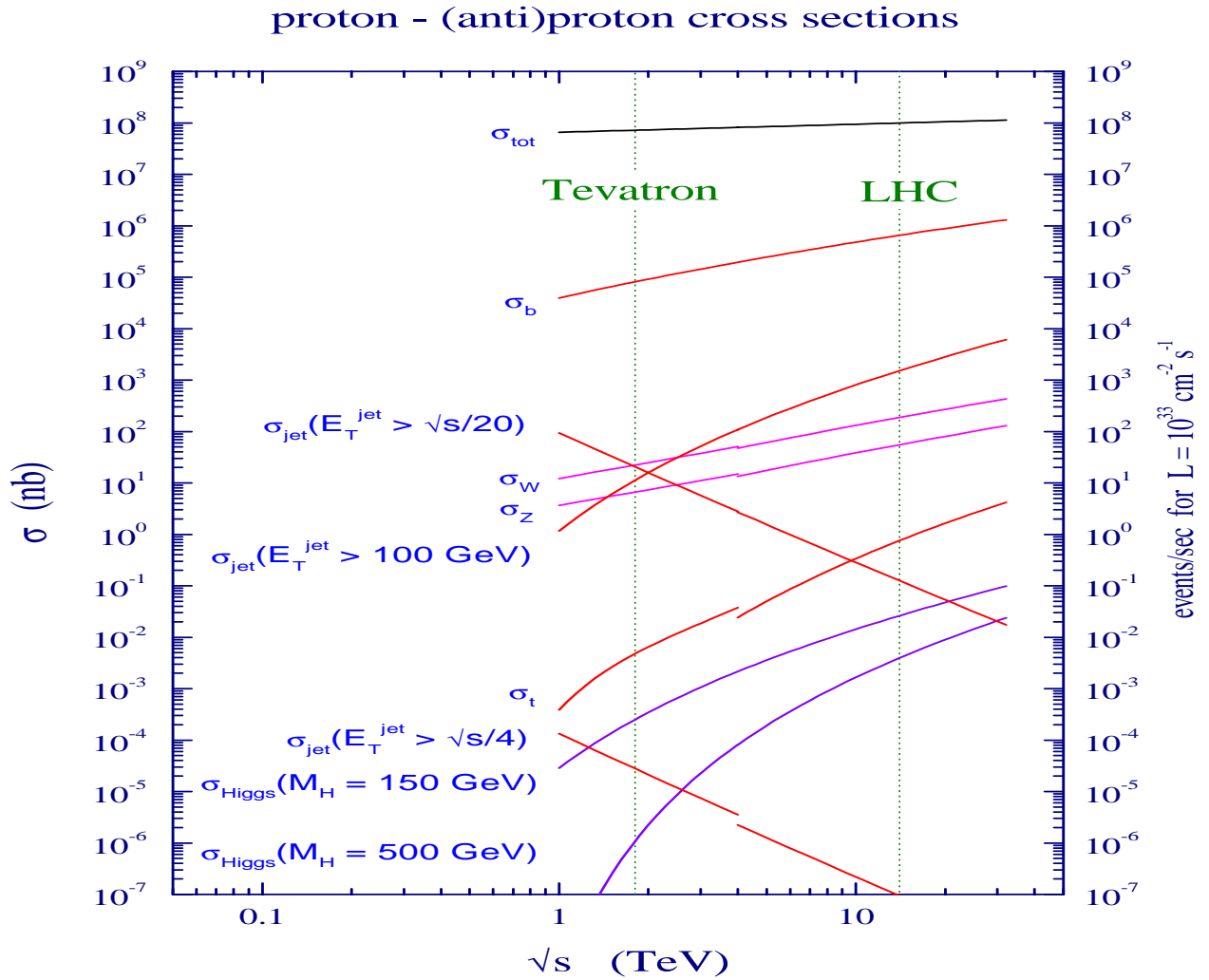


FIG. 6.2 – Section efficace de production des principaux processus standard aux énergies  $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$  (TEVATRON) et  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  (LHC) [9]

La signature expérimentale générique de recherche des particules est de type "n jets + m leptons isolés + énergie manquante". La présence de leptons isolés permet de réduire considérablement les fonds hadroniques et d'augmenter ainsi le rapport signal sur bruit. Les études effectuées au niveau du LHC sont basées sur l'estimation de la signification dans une topologie de recherche donnée, définie comme étant :  $N_S / \sqrt{N_S + N_B}$ , où  $N_S$  et  $N_B$  sont respectivement le nombre d'événements signal et de bruit de fonds attendus.

La multiplicité élevée est due au fait que les particules produites aux énergies des collisionneurs hadroniques sont relativement lourdes et permettent ainsi l'ouverture de nouveaux canaux de désintégrations en particules plus légères jusqu'à ce que ces cascades s'achèvent avec la production de plusieurs LSP. On a ainsi des cascades plus complexes que celles accessibles au LEP.

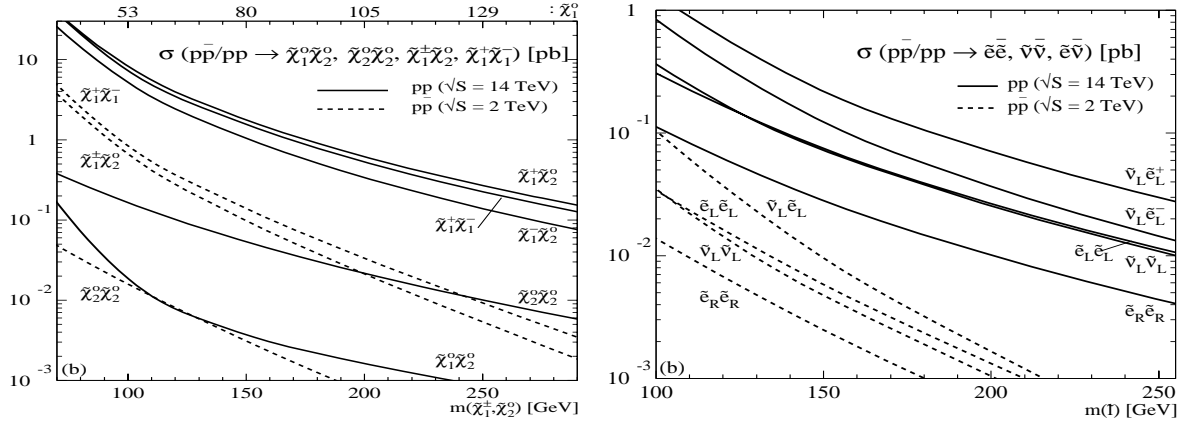


FIG. 6.3 – Section efficace de production des jauginos (à gauche) et des sleptons (à droite) aux énergies  $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$  (TEVATRON) et  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  (LHC) [10]

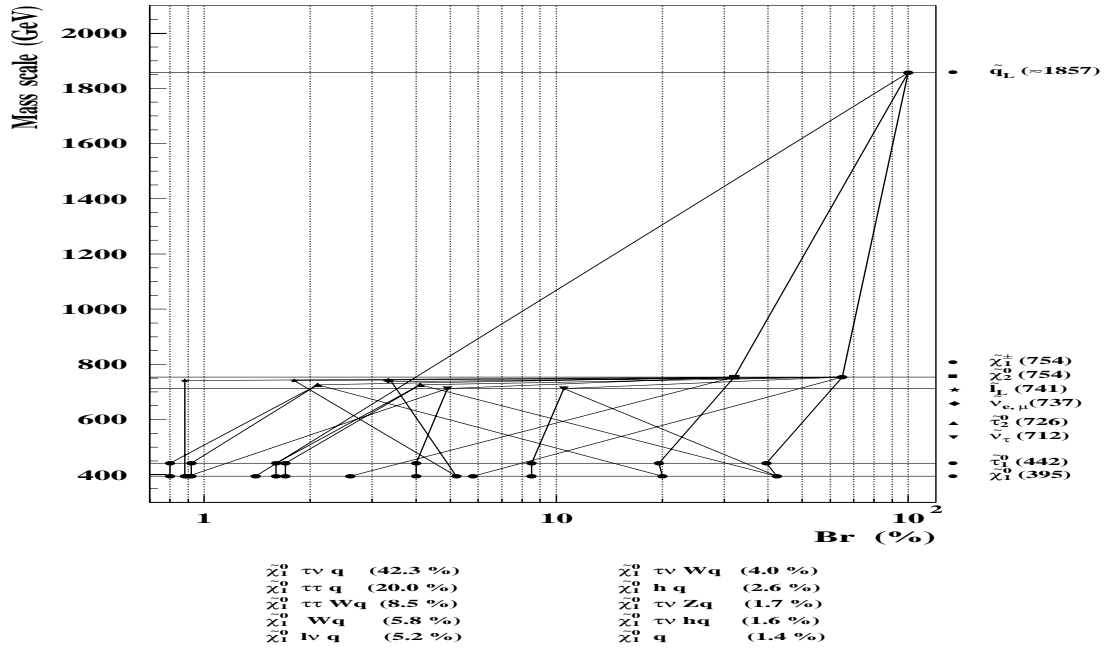


FIG. 6.4 – Exemple de désintégration en cascade d'un squark lourd aux énergies des collisionneurs hadroniques, les masses des particules fils sont représentées en ordonnée et les rapports d'embranchement sont représentés en abscisse



La figure 6.4 [11], représente un exemple typique de désintégration d'un squark de masse  $\simeq 1875$  GeV. Pour cette configuration on a 10 topologies différentes. Il faut remarquer néanmoins que ces cascades deviennent d'autant plus complexes que les masses de ces sparticules sont élevées. Dans le cas des jauginos (charginos et neutralinos ) bien que leur section efficace de production directe soit de plusieurs ordres de grandeur plus faible que celles des squarks et gluinos, plusieurs études [12, 13] ont montré que l'on pouvait mettre en évidence les charginos et les neutralinos dans les canaux de type "n leptons isolés et énergie manquante". Les processus de fonds, source de contamination pour ce type de recherche, proviennent principalement des désintégrations leptoniques du Z et des paires  $W^{\pm}W^{\mp}$ . L'énorme bruit de fond provenant des processus QCD standard ne constitue plus une source de contamination pour ce type de signature expérimentale.



# Bibliographie

- [1] F. Abe et al. CDF Collaboration. *Nucl. Instr. Meth*, A271:387, 1988.
- [2] D0 Collaboration. *Nucl. Instr. Meth.* A338, page 185, 1994.
- [3] CMS Collaboration. Technical Proposal. *CERN/LHCC*, 94-38, 1994.
- [4] ALAS Collaboration. Technical Proposal. *CERN/LHCC*, 94-43, 1994.
- [5] H. Baer et al. Low Energy Supersymmetry Phenomenology. *Fsu-Hep-950401 Lbl-37016 hep-ph/9503479*, 1995.
- [6] A. Kharchilava. Searches for SUSY at LHC. *CMS CR 1997/012*, 1997.
- [7] C.-E. Wulz. CMS - Concept and Physics Potential. *CMS CR 1999/012*, 1999.
- [8] D. Denegri. SUSY and Dark matter searches at the LHC. *CMS CR 1997/009*, 1999.
- [9] S. Catani et al. PERTURBATIVE QCD. *CERN-open-2000-296*, 2000.
- [10] W. Beenakker et al. The Production of Charginos/Neutralinos and Sleptons at Hadron colliders. *CERN-TH/99-159*, 1999.
- [11] S. Abdullin. search for SUSY at LHC : Discovery and inclusive studies. *CMS CR 1997/019*, 1997.
- [12] I. Iashvili et al. Study of  $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^0$  Pair production with the CMS Detector at LHC . *CMS Note*, 1997/007, 1997.
- [13] S. Muanza. La recherche des charginos et des neutralinos avec le detecteur ATLAS au LHC. *Thèse*, 1996.